

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie électrique et de génie informatique

MODÉLISATION DE
PHOTODÉTECTEURS À BASE DE
MATRICES DE DIODES AVALANCHE
MONOPHOTONIQUES POUR
TOMOGRAPHIE D'ÉMISSION PAR
POSITRONS

Mémoire de maîtrise
Spécialité : génie électrique

Audrey Corbeil Therrien

Jury : Jean-François PRATTE
Réjean FONTAINE
Éric PLOURDE
Yves BÉRUBÉ-LAUZIÈRE



Library and Archives
Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-96266-4

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-96266-4

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

Canada

There's no point being grown-up if you can't
be childish sometimes.

-The Fourth Doctor

RÉSUMÉ

La tomographie d'émission par positrons (TEP) est un outil précieux en recherche pré-clinique et pour le diagnostic médical. Cette technique permet d'obtenir une image quantitative de fonctions métaboliques spécifiques par la détection de photons d'annihilation. La détection des ces photons se fait à l'aide de deux composantes. D'abord, un scintillateur convertit l'énergie du photon 511 keV en photons du spectre visible. Ensuite, un photodétecteur convertit l'énergie lumineuse en signal électrique.

Récemment, les photodiodes avalanche monophotoniques (PAMP) disposées en matrice suscitent beaucoup d'intérêt pour la TEP. Ces matrices forment des détecteurs sensibles, robustes, compacts et avec une résolution en temps hors pair. Ces qualités en font un photodétecteur prometteur pour la TEP, mais il faut optimiser les paramètres de la matrice et de l'électronique de lecture afin d'atteindre les performances optimales pour la TEP. L'optimisation de la matrice devient rapidement une opération difficile, car les différents paramètres interagissent de manière complexe avec les processus d'avalanche et de génération de bruit. Enfin, l'électronique de lecture pour les matrices de PAMP demeure encore rudimentaire et il serait profitable d'analyser différentes stratégies de lecture.

Pour répondre à cette question, la solution la plus économique est d'utiliser un simulateur pour converger vers la configuration donnant les meilleures performances. Les travaux de ce mémoire présentent le développement d'un tel simulateur. Celui-ci modélise le comportement d'une matrice de PAMP en se basant sur les équations de physique des semiconducteurs et des modèles probabilistes. Il inclut les trois principales sources de bruit, soit le bruit thermique, les déclenchements intempestifs corrélés et la diaphonie optique. Le simulateur permet aussi de tester et de comparer de nouvelles approches pour l'électronique de lecture plus adaptées à ce type de détecteur.

Au final, le simulateur vise à quantifier l'impact des paramètres du photodétecteur sur la résolution en énergie et la résolution en temps et ainsi optimiser les performances de la matrice de PAMP. Par exemple, l'augmentation du ratio de surface active améliore les performances, mais seulement jusqu'à un certain point. D'autres phénomènes liés à la surface active, comme le bruit thermique, provoquent une dégradation du résultat. Le simulateur nous permet de trouver un compromis entre ces deux extrêmes. Les simulations avec les paramètres initiaux démontrent une efficacité de détection de 16,7 %, une résolution en énergie de 14,2 % LMH et une résolution en temps de 0.478 ns LMH.

Enfin, le simulateur proposé, bien qu'il vise une application en TEP, peut être adapté pour d'autres applications en modifiant la source de photons et en adaptant les objectifs de performances.

Mots-clés : Photodétecteurs, photodiodes avalanche monophotoniques, semiconducteurs, tomographie d'émission par positrons, simulations, modélisation, détection monophotonique, scintillateurs, circuit d'étouffement, SPAD, SiPM, Photodiodes avalanche opérées en mode Geiger,

REMERCIEMENTS

Mes parents sont des êtres très astucieux. Lorsque j'ai atteint l'âge des dix mille questions, vous savez, cet âge où l'enfant demande "Pourquoi le ciel est bleu?", "Pourquoi je dois dormir?", "Comment la télé fait-elle les images?", les unes après les autres, façon mitrailleuse? Eh bien, à cet âge, mes parents ont mis en oeuvre une solution géniale. Ils ne m'ont pas acheté une, mais bien deux encyclopédies! Oui, oui, deux encyclopédies multi-volumes. Une première encyclopédie pour enfant, que j'ai immédiatement feuilleté avec enthousiasme, avare de nouvelles connaissances. Anticipant mon avenir, mes parents m'ont aussi acheté une *énorme* encyclopédie des connaissances actuelles, touchant tous les sujets, de la littérature à la biologie et passant par l'histoire, la politique et la physique. Cette encyclopédie, elle possède toujours une place d'honneur dans ma bibliothèque. Avec ce coup de maître, mes parents n'ont pas seulement échappés à la torture de mes innombrables questions; ils ont également mis en place les premiers éléments qui font de mon intérêt scientifique, cette combinaison de curiosité et fascination pour la découverte.

Mais ces encyclopédies, il faut savoir les lire pour les convaincre de livrer leurs secrets. Et mon amour de la lecture, je la dois à une femme extraordinaire, ma marraine. Toute petite, pendant que mes parents travaillaient, elle m'a initié au monde écrit, où de petits symboles sur du papier devenaient la clé à un univers sans limite. Cependant, ce n'est pas la leçon la plus importante que j'ai apprise à ses côtés. Ma marraine ne m'a pas seulement transmis l'amour de lecture; elle m'a aussi appris à faire face à l'adversité, que chaque obstacle est également une occasion d'apprendre, et que le sentier est tout aussi important que la destination.

Je n'ai pas encore trouvé ma destination, mais je profite pleinement du sentier qui passe par l'Université de Sherbrooke. J'ai pu travailler sur un projet qui combine mes passions pour l'électronique, la physique et la médecine. Surtout, j'ai profité du mentorat de deux hommes formidables, mon directeur débordant d'enthousiasme, Jean-François Pratte, et mon co-directeur qui aime bien aller au fond des choses, Réjean Fontaine. Pour cette fantastique opportunité et tout le support, les critiques, les encouragements et les rires, je vous dis un très, très grand merci.

Enfin, mon expérience n'aurait pas été la même sans les membres du GRAMS, un groupe de personnes remarquables, chacune ayant contribué à faire de ma maîtrise une réussite. Bon succès à tous ceux qui nous quittent et bienvenue à tous les nouveaux. Que l'esprit d'entraide qui m'a été si précieuse puisse continuer à s'épanouir.

Pour terminer, quelques remerciements aux organismes qui m'ont permis d'étudier à temps plein en me procurant un support financier, directement ou indirectement. Merci au Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada, Fonds de recherche du Québec - Nature et Technologies, la Fondation de l'Université de Sherbrooke, Regroupement Stratégique en Microsystème du Québec et CMC Microsystems.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
1.1	Définition du projet de recherche	4
1.2	Plan du document	5
2	ÉTAT DE L'ART	7
2.1	Les modes de détections	9
2.2	Photodétecteurs	10
2.2.1	Tubes photomultiplicateurs	10
2.2.2	Photodiodes avalanche	12
2.2.3	Photodiodes avalanche monophotoniques	14
2.2.4	Les matrices de PAMP	20
2.3	Électronique tridimensionnelle	22
2.4	Modélisation des PAMP	24
2.4.1	Modélisation du comportement électrique	25
2.4.2	Modélisations physiques et statistiques de PAMP individuelles	25
2.4.3	Modèles de matrices de PAMP	27
3	CONCEPTION ET RÉALISATION	31
3.1	Photons	32
3.1.1	Générateur de photons à distribution spatiale uniforme	33
3.1.2	Simulation de scintillateurs	33
3.2	Absorption dans le silicium	34
3.3	Distribution géométrique des porteurs	36
3.4	Diffusion	37
3.5	Le processus d'avalanche	39
3.5.1	Profil de probabilité	39
3.5.2	Simulation du processus d'avalanche avec la méthode Monte-Carlo	46
3.6	Bruit	47
3.6.1	Bruit thermique	47
3.6.2	Déclenchements intempestifs corrélés	50
3.6.3	Diaphonie optique	51
3.7	Électronique	53
3.7.1	Étouffement actif et lecture binaire	54
3.7.2	Photomultiplicateur en silicium	55
3.7.3	Émulation de l'algorithme de lecture des données	58
3.7.4	Autres analyses	59
4	Paramètres de configuration et tests modulaires	61
4.1	Paramètres de configuration	61
4.1.1	Constantes	61
4.1.2	Dimensions	62

4.1.3	Silicium	63
4.1.4	PAMP	64
4.1.5	Électronique	65
4.2	Tests fonctionnels des modules du simulateur	66
4.2.1	Absorption et distribution géométrique	66
4.2.2	Marche aléatoire	67
4.2.3	Croissance de l'avalanche (Monte-Carlo)	68
5	Résultats de simulations globales et discussion	71
5.1	PDE	71
5.2	Détection d'un évènement TEP	72
5.3	Mesure de la résolution en énergie	74
5.4	Mesure de la résolution en temps	79
5.5	Rapport de surface active	83
6	CONCLUSION	87
	LISTE DES RÉFÉRENCES	93

LISTE DES FIGURES

2.1	Schéma de la ligne de réponse avec temps de vol	9
2.2	Schéma d'un tube photomultiplicateur	11
2.3	Plage de longueurs d'onde détectables par des tubes photomultiplicateurs .	12
2.4	Principe de fonctionnement des photodiodes avalanche	13
2.5	Délimitation des zones d'une PAMP	15
2.6	Schémas électriques de l'étouffement passif et actif	16
2.7	Temps de réponse d'une PAMP à un pulse laser de 820 nm	17
2.8	Distribution en profondeur de l'absorption des photons	18
2.9	Recharge passive vs. recharge active	20
2.10	Super-Contact TM	23
3.1	Empilement 3D de circuits intégrés	31
3.2	Schéma-bloc des principaux modules du simulateur	32
3.3	Coefficient d'absorption du silicium	35
3.4	Les différentes zones d'une PAMP.	36
3.5	Les différentes zones d'une PAMP numérotées.	38
3.6	Algorithme de la marche aléatoire	40
3.7	Profil de probabilité deux dimensions pour une PAMP mince	41
3.8	Algorithme de résolution du profil de probabilité d'une PAMP	44
3.9	Algorithme du modèle Monte-Carlo du développement d'avalanche	48
3.10	Distribution statistique des intervalles entre deux évènements	49
3.11	Volume de probabilité d'absorption	52
3.12	Algorithme du module d'étouffement actif avec lecture binaire	54
3.13	Algorithme du module d'étouffement de type SiPM	57
3.14	Signal de détection d'un SiPM	58
4.1	Matrice à base de rectangles et noms des dimensions	62
4.2	Dimensions de la PAMP en profondeur	63
4.3	Position de l'absorption photoélectrique	67
4.4	Trajectoire d'une marche aléatoire	68
4.5	Quatre exemples d'une simulation Monte Carlo d'une avalanche	69
5.1	Efficacité de détection de trois PAMP	72
5.2	Nombre de PAMP déclenchées lors d'un évènement TEP typique	73
5.3	Nombre de PAMP déclenchées selon leur source	74
5.4	Spectres en énergie non corrigés	75
5.5	Relation entre les photons incidents et les PAMPS déclenchées	76
5.6	Effet de la position de l'interaction dans le scintillateur	78
5.7	Spectre en énergie	79
5.8	Spectres en temps pour une simulation sans bruit	80
5.9	Agrandissement des spectres en temps	81
5.10	Spectre en temps	82

5.11 Effet du rapport de surface active	84
---	----

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Tableau résumant les principales caractéristiques des photodétecteurs . . .	22
3.1	Paramètres nécessaires au calcul des coefficients d'ionisation	43
4.1	Les constantes utilisées dans le simulateur	62
4.2	Les paramètres de dimensions utilisés dans le simulateur	63
4.3	Les paramètres du silicium utilisés dans le simulateur	64
4.4	Les paramètres spécifiques aux PAMP	65
4.5	Les paramètres spécifiques à l'électronique	65

LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Définition
a	Gradient de dopant dans un jonction à gradient linéaire
b	Facteur d'amplitude de la distribution Maxwell-Boltzmann
α	Coefficient d'absorption des photons
α_c	Coefficient d'ionisation d'un porteur de type n ou p
α_e	Coefficient d'ionisation des électrons
α_h	Coefficients d'ionisation des trous
c	Concentration des porteurs de type n ou p
d	Distance parcourue par une particule
$\frac{dc(x)}{dx}$	Gradient de concentration des porteurs
D_c	Coefficient de diffusion d'un porteur de type n ou p
d_l	Unité différentielle de distance traversée par un photon dans le silicium
D_n	Coefficient de diffusion d'un électron
D_p	Coefficient de diffusion d'un trou
d_x	Composante en x du vecteur unitaire dans la direction du photon incident
d_y	Composante en y du vecteur unitaire dans la direction du photon incident
d_z	Composante en z du vecteur unitaire dans la direction du photon incident
ε_s	Permittivité du silicium
\mathcal{E}	Champ électrique
E_i	Énergie efficace d'ionisation en champ fort
E_v	Composante du champ électrique parallèle aux porteurs en mouvement
FF	Ratio de surface active
F_i	Effet de dispersion
F_{kT}	Décélération causée par les effets thermiques
F_r	Effets optiques-phonons
h	Intervalle RR4
i	Courant
I_{max}	Courant maximal dans la PAMP
i_{PAMP}	Courant dans la PAMP
J_c	Flux de porteurs de type n ou p
k	Constante de Boltzmann
k_{1-4}	Coefficients RR4
l	Distance traversée par un photons dans le silicium
\bar{l}	Distance moyenne traversée par un photon dans le silicium
L_n	Profondeur du puit n dans un SPAD $p+n$
λ	Longueur d'onde de la lumière
n_i	Densité de porteurs du silicium intrinsèque à 300 K

Symbole	Définition
P_{abs}	Probabilité d'absorption d'un photon
P_{do}	Probabilité de diaphonie optique entre des PAMP directes
$P_{n-collect}$	Probabilité qu'un trou de la zone dopée n se rendent à la zone de déplétion
$P_{p-collect}$	Probabilité qu'un électron de la zone dopée p se rendent à la zone de déplétion
P_e	Probabilité des électrons de déclencher une avalanche
P_h	Probabilité des trous de déclencher une avalanche
p_n	Point en probabilité pour solution RR4
P_{trig}	Probabilité combinée des porteurs de déclencher une avalanche
q	Charge élémentaire de l'électron
R_d	Résistance interne de la PAMP
t	Variable temporelle
T	Température (en Kelvin)
$t_{inactif}$	Temps total qu'une PAMP est inactive
t_{quench}	Temps d'étouffement
$\tau_{avalanche}$	Constante de croissance du courant d'avalanche
τ_m	Temps de vie moyen des porteurs
τ_{quench}	Constante de décroissance du courant pendant l'étouffement
τ_r	Taux de recharge d'un SPAD à recharge passive
μ_c	Mobilité des porteurs de type n ou p
μ_n	Mobilité des électrons
μ_p	Mobilité des trous
v	Vitesse des porteurs
V_{bias}	Variable de surtension aux bornes d'un SPAD
V_g	Tension de la jonction selon le gradient de dopants
v_{th}	Vitesse thermique moyenne des porteurs
V_{max}	Valeur maximale de surtension au bornes d'un SPAD
W_D	Largeur de la zone de déplétion
x	Variable dimensionnelle parallèle à la surface du silicium
y	Variable dimensionnelle parallèle à la surface du silicium
z	Variable dimensionnelle perpendiculaire à la surface du silicium
z_n	Point en z pour solution RR4
Z_n	Position en z de la fin de la région dopée n déplétée (SPAD $p+n$)
Z_p	Position en z du début de la région dopée p déplétée (SPAD $p+n$)

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
ASIC	<i>Application-Specific Integrated Circuit</i> - Circuit intégré propre à une application
CIMS	Centre d'imagerie moléculaire de Sherbrooke
CMOS	<i>Complementary Metal-Oxide-Semiconductor</i>
cps	comptes par seconde
CZT	Cadmium-Zinc-Tellure - Semiconducteur pour détection directe des radiations
DIC	Déclenchement intempestif corrélé
FDG	Fluorodésoxyglucose
GRAMS	Groupe de recherche en appareillage médicale de Sherbrooke
IRM	Imagerie par résonance magnétique
LMH	Largeur mi-hauteur
LSO	<i>Lutetium Orthosilicate</i> - Scintillateur dopé au Cérium
LYSO	<i>Lutetium Yttrium Orthosilicate</i> - Scintillateur dopé au Cérium
MCP3D	Module de comptage de photons 3 dimensions
MPPC	<i>Multi Pixel Photon Counter</i> - Détecteur monophotonique multi-pixels
NDA	<i>Non-Disclosure Agreement</i> - Accord de non-divulgaration
PAMP	Photodiode à avalanche monophotonique
PDA	Photodiode à avalanche
PDE	<i>Photon detection efficiency</i> - Efficacité de détection
SiPM	<i>Silicon Photomultiplier</i> - Photomultiplicateur sur silicium
SPAD	<i>Single Photon Avalanche Diode</i> - Photodiode à avalanche opérée en mode Geiger
TDC	<i>Time-to-digital converter</i> - Convertisseur temps-numérique
TDM	Tomodensitométrie
TEP	Tomographie d'émission par positrons
TOF	<i>Time-of-Flight</i> - Temps de vol
TPM	Tubes photomultiplicateurs
TSV	<i>Through Silicon Vias</i> - Vias d'interconnexions

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Pour observer des phénomènes inaccessibles ou invisibles à l'oeil nu, plusieurs appareils exigent un système de détection de la lumière du spectre visible. Certains de ces appareils profiteraient grandement du développement d'un détecteur monophotonique robuste et de petite taille, telles l'observation astronomique, la physique des particules des hautes énergies, la microscopie ainsi que l'imagerie médicale.

Parmi ces applications, la tomographie d'émission par positrons (TEP) nous intéresse plus particulièrement étant donné l'historique du Groupe de recherche en appareillage médical de Sherbrooke (GRAMS). La TEP est un outil précieux en recherche préclinique et pour le diagnostic médical. Elle permet d'obtenir une image quantitative de fonctions métaboliques spécifiques, grâce à des traceurs radioactifs injectés dans le sujet capable de cibler certains tissus ou cellules spécifiques. Par exemple, la TEP est utilisée largement en oncologie pour diagnostiquer des cancers et planifier les traitements appropriés [Koya *et al.*, 2010; Nanni *et al.*, 2010; Patel *et al.*, 2010], en cardiologie pour étudier la physiologie et le métabolisme particulier du coeur (perfusion cardiaque) [Knuuti et Bengel, 2008; Taegtmeyer, 2010] et en neurosciences pour étudier les multiples mécanismes du cerveau [Ishiwata *et al.*, 2010; Vaska *et al.*, 2007].

Un examen TEP commence par l'injection d'un radiotraceur. Ce dernier est l'analogue d'une molécule biologiquement active dont un atome a été substitué par un isotope radioactif. Les isotopes utilisés en TEP possèdent une demi-vie de l'ordre de quelques dizaines de minutes à quelques heures et leur désintégration s'accompagne de l'émission d'un positron [Ishiwata *et al.*, 2010; Phelps *et al.*, 1976]. Après un déplacement dans une direction isotrope (i.e. déterminée de façon équiprobable sur 4π stéradians), le positron perd son énergie cinétique par interactions coulombiennes jusqu'à son annihilation avec un électron du milieu dans lequel il se trouve. Le processus d'annihilation émet deux photons de 511 keV d'énergie ayant des trajectoires antiparallèles, avec une légère erreur issue de l'énergie cinétique résiduelle. Pour obtenir l'image, il est nécessaire d'intercepter ces deux photons dans les détecteurs distribués en anneau autour du sujet, ceux-ci formant une caméra. La caméra peut alors établir une ligne de réponse entre deux détecteurs et, en cumulant celles-ci sur l'ensemble des détecteurs, utiliser des méthodes de reconstruction analytiques ou itératives pour obtenir une image de la source radioactive. De plus, si les

détecteurs déterminent le temps d'arrivée des photons d'annihilation avec suffisamment de précision, il devient possible de préciser la position de l'annihilation sur la ligne de réponse, une technique connue sous le nom de temps de vol.

La qualité de l'image obtenue en TEP dépend de plusieurs facteurs. D'abord, la résolution spatiale dépend du déplacement du positron, du diamètre du scanner, de l'effet de décodage de la localisation dans le détecteur et de la dimension des détecteurs. Le déplacement du positron ne peut être contourné. Toutefois, un scanner au diamètre plus petit, avec des détecteurs les plus petits possible et avec un décodage un à un permettent d'obtenir une meilleure résolution spatiale. Ensuite, la résolution en temps des détecteurs influence la capacité à apparier les photons d'énergie 511 keV de part et d'autre de la caméra. De plus, une bonne résolution en énergie permet de discriminer les photons ayant dévié et perdu de l'énergie, donnant une ligne de réponse incorrecte. En améliorant la résolution en temps et la résolution en énergie, on réduit le nombre de coïncidences fortuites et le nombre de fausses lignes de réponse, améliorant ainsi le contraste de l'image. Donc, pour optimiser la qualité de l'image, les détecteurs doivent être compacts et fournir une estampe de temps avec une faible gigue temporelle, celle-ci étant dispersion de la mesure en temps. Enfin, les détecteurs doivent montrer une bonne résolution en énergie, afin de pouvoir rejeter les interactions ne présentant pas le niveau d'énergie souhaité.

La méthode la plus répandue pour détecter des photons 511 keV combine un scintillateur à un photodétecteur. Le scintillateur arrête le photon 511 keV grâce à son grand pouvoir d'arrêt, puis convertit l'énergie déposée en photons lumineux dans le visible via une interaction photoélectrique (absorption) ou une diffusion Compton (déviation). Un photodétecteur couplé au cristal convertit le signal lumineux en un signal électrique. Cette deuxième phase nous intéresse particulièrement dans ce travail. Pour obtenir une conversion avec un minimum de gigue temporelle, la plupart des scanners utilisent des tubes photomultiplicateurs, un type de photodétecteur mature technologiquement, ou, dans quelques cas, des photodiodes avalanche.

Cependant, au cours des dernières années, les *Silicon Photomultiplier* (SiPM) sont devenus une alternative très prometteuse aux tubes photomultiplicateurs et photodiodes avalanche linéaires présentement utilisés dans les appareils TEP. Ces SiPM, des photodiodes avalanche monophotonique (PAMP) étouffées passivement, branchées en parallèle et placées en matrice, permettent une mesure de l'ordre du photon unique et peuvent atteindre une précision sur la mesure en temps de l'ordre de la centaine de picosecondes. Ces caractéristiques, combinées à leur format compact, rendent les SiPM très intéressants pour une utilisation en TEP.

Dans cette optique, le GRAMS entreprend des travaux de recherche pour une troisième génération de scanners TEP pour petits animaux afin d'obtenir de meilleures performances. Cette nouvelle génération apporte plusieurs innovations au niveau du détecteur et de l'électronique frontale, ces éléments étant responsables de la qualité des données brutes. Pour ces détecteurs, la photodétection se fait par comptage de photons via une matrice de PAMP. De tels détecteurs monophotoniques, couplés à une électronique numérique, permettraient de s'affranchir d'une grande partie du bruit électronique inhérent aux circuits d'amplification analogique et amélioreraient la résolution en temps. Cependant, l'électronique complexe nécessaire à la lecture indépendante des PAMP exige de l'espace pour être implantée. Si cette électronique se situe près des PAMP, l'espace utilisée ne sert plus à la détection de photons. Si, à l'opposé, l'électronique se situe en périphérie de la puce, ou pis encore, sur un circuit intégré différent relié par de longues interconnexions, les performances de la PAMP seront fortement dégradées. Les effets capacitifs et le temps de transit affecteront particulièrement la résolution en temps de la PAMP et dans une certaine mesure, le bruit qu'elle génère.

Afin de remédier à ce problème et pour maximiser la surface de détection, le photodétecteur sera réalisé avec une technologie de circuit intégré en 3D. De cette manière, l'électronique de lecture se retrouve plus près des PAMP, diminuant les effets capacitifs, le temps de transit des signaux, la consommation énergétique et le bruit, sans pour autant réduire la surface sensible aux photons.

Les circuits 3D se construisent en empilant deux ou plusieurs gaufres de semiconducteurs, souvent amincies, et en les fixant ensemble par un procédé à base de colle ou par thermocompression. Les signaux se transmettent d'une gaufre, que l'on appellera maintenant couche, à une autre par des vias d'interconnexions électriques (*Through Silicon Vias* - TSV) traversant l'épaisseur de celle-ci. Ainsi, les PAMP reposent sur le premier étage du photodétecteur et l'électronique d'étouffement se situe sur la couche au-dessous. Les circuits de lecture plus complexes sont à leur tour localisés sur la couche au-dessous des circuits d'étouffement.

Bref, la réalisation d'un détecteur 3D basé sur une matrice de PAMP, soit un scintillateur couplé optiquement à un module de comptage de photons 3D (MCP3D) tel que décrit précédemment, apporterait plusieurs avantages, autant pour la détection elle-même que pour l'intégration dans un scanner TEP.

Cependant, le MCP3D, formé des photodiodes et de l'électronique de lecture, présente plusieurs défis de conception, dont l'absence de modèles pour certains éléments du détec-

teur à des fins de simulation. En effet, la performance d'une matrice de PAMP dépend de plusieurs paramètres, certains contrôlables (dimensions, polarisation, mode de lecture, etc.), d'autres moins (bruit, règles de conception, temps de recharge, etc.) et il est difficile de prévoir l'impact des choix que l'on fait sur les performances en TEP sans un simulateur approprié. L'élaboration de ces modèles est donc cruciale pour orienter la conception des modules de détection et le choix optimal des paramètres, puisque le cycle de fabrication du circuit intégré est très long et coûteux. Les caractéristiques de ces modules doivent donc être optimisées grâce à l'élaboration d'un simulateur le plus complet possible, incluant les scintillateurs, la matrice de PAMP et l'électronique.

1.1 Définition du projet de recherche

Considérant les objectifs d'amélioration de performance en TEP, le détecteur compact ainsi que les résolutions en temps et en énergie, le photodétecteur MCP3D présente une piste de solution prometteuse. Il faut maintenant optimiser les paramètres de ce photodétecteur. La question de recherche des présents travaux se formule comme suit :

Peut-on optimiser les performances du MCP3D en développant un simulateur qui inclut le scintillateur, la matrice de PAMP et l'architecture électronique ?

L'objectif principal du mémoire consiste à créer un simulateur qui permettra d'optimiser les performances du photodétecteur en TEP. Ce simulateur servira à étudier les relations entre les paramètres d'entrée, incluant la configuration des différents éléments du détecteur ainsi que les performances en temps et en énergie. Ces informations serviront à comparer différentes configurations pour ensuite sélectionner la plus performante dans des travaux futurs. L'intérêt envers les PAMP a mené au développement de simulateurs et de modèles pour plusieurs aspects de leurs comportements. Cependant, ces simulations ne concernent souvent qu'un seul phénomène à la fois. De plus, très peu de simulations concernent des PAMP arrangées en matrices. Les rares modèles de matrices se limitent à des SiPM et sont plutôt simplistes. Il existe donc un besoin pour un simulateur pour optimiser les performances des matrices de PAMP.

Pour réaliser le simulateur décrit ci-haut, le travail a été sous-divisé en cinq objectifs.

Comme premier objectif, il faut d'abord trouver un modèle de scintillateur qui permet d'obtenir une distribution des photons en temps et en espace réaliste. Les photodiodes avalanche en mode linéaire et les tubes photomultiplicateurs intègrent le signal lumineux des scintillateurs, donc la distribution spatiale et temporelle des photons a peu d'impact.

Cependant, puisque le détecteur proposé ici est matricé et que chaque élément subit un temps mort après la détection, la distribution des photons a un impact important sur la performance du photodétecteur. Le modèle doit aussi inclure les interactions multiples à l'intérieur d'un même scintillateur afin de pouvoir réaliser des analyses de résolution en énergie.

Un deuxième objectif consiste à choisir les modèles statistiques et analytiques des éléments individuels des PAMP ou, si aucun n'existe, développer un modèle répondant aux besoins.

Le troisième objectif, central aux travaux, est d'implémenter les modèles choisis à l'objectif précédent dans un simulateur en utilisant un minimum de puissance de calcul.

Un quatrième objectif est d'inclure un module pour transcrire les signaux afin de les importer dans des simulateurs électroniques.

Le dernier objectif est d'étudier les effets des variables d'entrées sur l'efficacité de détection, la résolution en temps et la résolution en énergie et vérifier si les tendances démontrées par les résultats concordent avec ceux attendus.

Idéalement, le simulateur devrait être validé avec des valeurs expérimentales. Cependant, la fabrication des matrices de PAMP numériques a subi des délais et les expérimentations sont limitées à des PAMP individuelles sans scintillateur, ce qui n'est pas suffisant pour faire une validation complète. Cette étape a donc été remise à plus tard et ne fait pas partie du cadre des présents travaux.

1.2 Plan du document

Pour répondre à la question de recherche posée, le mémoire couvre l'état de l'art, les fondements théoriques sur lesquels se base le simulateur, les types de simulations possibles et une analyse des résultats des simulations à ce jour.

Premièrement, le chapitre 2 présente l'état de l'art, en survolant d'abord les principes de la TEP. Ces principes serviront à identifier les critères de performance critiques pour le photodétecteur. Une discussion des photodétecteurs d'intérêt en TEP suit, s'attardant particulièrement sur le fonctionnement des PAMP, suivi par un bref survol des techniques de l'empilement tridimensionnel de circuits microélectroniques. Enfin, le chapitre se termine par un résumé des modèles de PAMP décrits dans la littérature.

Le chapitre 3 illustre les fondements théoriques et l'implémentation pratique derrière le simulateur faisant l'objet de ce document. Ce chapitre détaille chacun des phénomènes

physiques des PAMP, incluant les équations, les algorithmes et le format des données utilisés par le simulateur pour émuler le phénomène physique en question. De plus, les différents modes de simulation, TEP, efficacité de détection (*Photon Detection Efficiency* - PDE) et électronique, seront présentés.

Le chapitre 4 débute en énumérant les paramètres de configuration du simulateur, leur signification et le raisonnement derrière les choix de leurs valeurs. Par la suite, des tests modulaires et les résultats obtenus pour chacun démontreront le fonctionnement de celui-ci.

Enfin, le chapitre 5 donne les résultats de simulations globales du simulateur et les discute, autant en ce qui a trait aux limites du simulateur qu'aux relations observées entre les paramètres d'entrée et les indicateurs de performances, soit le PDE, la résolution en énergie et la résolution en temps.

CHAPITRE 2

ÉTAT DE L'ART

La tomographie d'émission par positrons (TEP), une modalité d'imagerie médicale, permet de visualiser des processus métaboliques. Pour ce faire, une molécule organique pertinente au processus d'intérêt sert de traceur. Un des atomes de cette molécule est substitué par un analogue radioactif. Par exemple, un analogue du glucose appelé fluorodésoxyglucose (^{18}F) (FDG) s'obtient en substituant un groupe hydroxyle par un atome de ^{18}F dans une molécule de glucose. Une telle molécule avec un composé radioactif s'appelle un radiotraceur.

Une fois le radiotraceur injecté dans le sujet, le système sanguin se charge de le distribuer dans le corps du sujet. Celui-ci s'accumule toutefois particulièrement aux endroits où se déroule sa métabolisation. Lorsque l'atome radioactif du composé se désintègre, il libère un positron, il libère un positron qui se déplace dans une direction isotrope en perdant de l'énergie cinétique jusqu'à son annihilation avec un électron du milieu. La distance moyenne parcourue avant l'annihilation dépend du type d'atome à l'origine de la désintégration et du milieu. Dans un milieu aqueux, la distance de déplacement varie de quelques centaines de microns à 1-2 mm [Heller *et al.*, 2008].

L'annihilation d'un positron et d'un électron libère deux photons d'énergie 511 keV dans des trajectoires diamétralement opposées. La détection simultanée de ces deux photons par une caméra formée d'un anneau de détecteurs permet d'établir une ligne de réponse. Avec une multitude de lignes de réponse, il est possible de reconstruire une image de la distribution spatiale du radiotraceur grâce à des algorithmes complexes.

Toutefois, certains phénomènes créent de fausses lignes de réponse, bruyant ainsi l'image. C'est le cas de l'interaction Compton, où le photon dévie de sa trajectoire originale en déposant une partie de son énergie dans l'atome l'ayant dévié. L'énergie déposée est proportionnelle au cosinus de l'angle de déviation. Le photon, possédant maintenant une fraction de l'énergie initiale, continue sur sa nouvelle trajectoire. Si celle-ci le permet, le photon peut aller faire une interaction Compton ou photoélectrique dans les scintillateurs, qui mènera à sa détection par l'appareil.

L'interaction Compton peut se produire dans le sujet, déplaçant la ligne de réponse latéralement, ou dans un détecteur, où l'énergie déposée est convertie en lumière par le scin-

tillateur. Pour des petits scintillateurs, une unique interaction Compton dans le détecteur n'affecte pas beaucoup l'intégrité de l'information, mais il est impossible de différencier entre une interaction Compton qui s'est produite dans le sujet et une qui s'est produite dans le cristal. De plus, dans le cas d'interactions multiples dans les scintillateurs, il est difficile de déterminer quelle interaction s'est produite en premier.

Généralement, un seuil d'énergie minimise l'impact des interactions Compton. L'appareil élimine les déviations les plus importantes en ne conservant que les photons ayant une énergie plus élevée que ce seuil. En effet, les photons ayant subi une déviation importante dans le sujet dû à une interaction Compton ont aussi perdu beaucoup d'énergie et l'énergie convertie lors de leur détection sera relativement faible.

Il arrive également de détecter simultanément deux ou plusieurs photons provenant d'annihilations distinctes, un phénomène appelé coïncidence fortuite. La distribution spatiale et temporelle des coïncidences fortuites est uniforme, et la quantité dépend du niveau de radioactivité et de la largeur de la fenêtre de temps de coïncidences. Présentement, la résolution en temps atteignable par les détecteurs limite la largeur de la fenêtre de coïncidence. Des détecteurs avec une plus petite gigue temporelle permettent une fenêtre plus étroite ; le système possède alors une discrimination accrue des coïncidences fortuites et le contraste de l'image s'améliore [Cherry *et al.*, 2003].

De plus, si les détecteurs atteignent une résolution sous les 500 ps de largeur à mi-hauteur (LMH), il devient possible d'évaluer la position de l'annihilation sur la ligne de réponse avec une résolution de $\sim 7,5$ cm LMH. Cette technique de mesure du temps de vol (*Time of Flight* - TOF) permet d'extraire plus d'information d'une même paire d'annihilations en associant un profil de probabilité à la ligne de réponse (figure 2.1 [Conti, 2009; Townsend, 2008]). Cette technique n'est utile que pour les scanners ayant un grand diamètre (>30 cm) tels les scanners cliniques. Pour utiliser la technique TOF pour les scanners avec petit diamètre, la résolution en temps devra être inférieure à 50 ps, permettant alors une résolution centimétrique. Présentement, cette résolution en temps est inatteignable due aux limitations des scintillateurs [Moses, 2007]. Toutefois, une précision en temps élevée diminue le nombre de coïncidences fortuites par une réduction de la fenêtre de coïncidence. Il est donc souhaitable d'avoir un détecteur avec une excellente résolution en temps, peu importe le diamètre du scanner [Townsend, 2008].

Les prochaines sections expliqueront comment la détection des photons haute énergie peut se faire, avec une emphase sur la méthode indirecte utilisant un scintillateur couplé à un photodétecteur. Par la suite, une vue d'ensemble des principaux photodétecteurs de choix

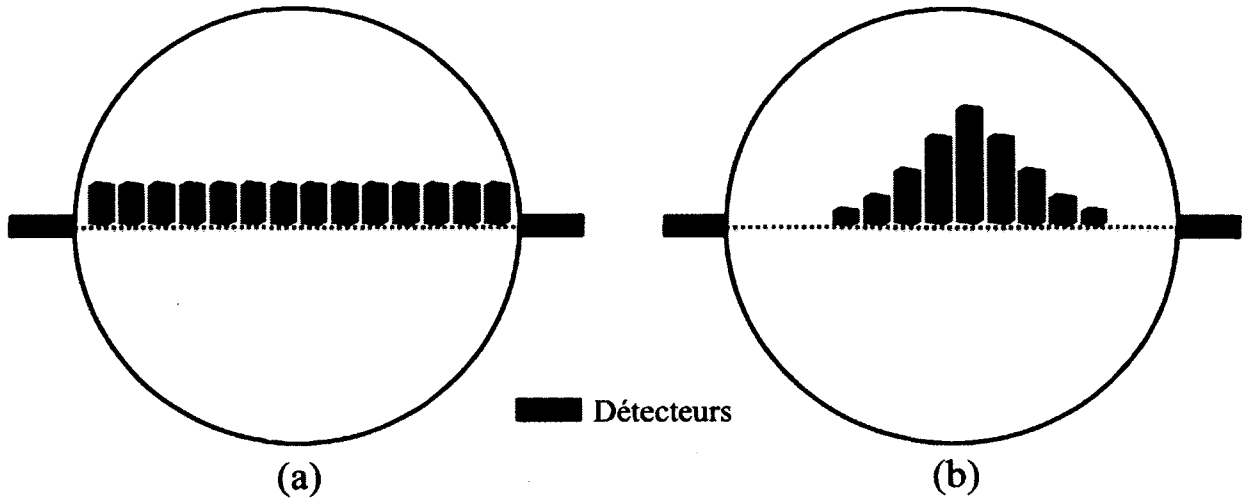


Figure 2.1 Schéma montrant la ligne de réponse (a) sans temps de vol et (b) avec temps de vol.

en TEP sera présentée. La troisième section présentera l'électronique tridimensionnelle qui a pour but ici de maximiser la surface de détection des photodétecteurs. Enfin, la dernière section de ce chapitre survole la modélisation des PAMP à ce jour.

2.1 Les modes de détections

La détection de rayons 511 keV peut se faire par deux méthodes : directement, en convertissant l'énergie en charges électriques, ou indirectement, en convertissant l'énergie d'abord en photons de moindre énergie puis en convertissant ces photons en charges électriques.

Regardons d'abord les détecteurs à conversion directe. Ceux-ci convertissent l'énergie du photon en charge électrique par ionisation dans un semiconducteur déplété. Ensuite, des électrodes collectent cette charge et un système électronique l'analyse. Les détecteurs directs sont généralement composés de germanium ou de cadmium-zinc-tellure, communément appelé CZT. Le CZT fonctionne à la température de la pièce, tandis que le germanium nécessite un refroidissement à l'azote liquide. De plus, le CZT a une sensibilité accrue aux énergies d'intérêt en TEP [Knoll, 2010]. Cependant, celui-ci a une résolution en temps limitée, puisqu'il faut un certain temps pour collecter les charges dans le semiconducteur. De plus, il est difficile de réaliser une collecte complète des charges dans un contexte de TEP et il est difficile d'obtenir du CZT homogène. Enfin, les matériaux à conversion directe, que ce soit CZT ou autre, possèdent tous un pouvoir d'arrêt moindre

que les détecteurs indirects, causant un ratio d'interaction photoélectrique à Compton plus faible [Eisen *et al.*, 1999].

De son côté, la détection indirecte se fait par le biais d'un scintillateur, un cristal dense ayant la propriété d'arrêter les rayons haute énergie en les convertissant en photons de longueur d'onde dans la région du visible ou de l'ultraviolet. Des photodétecteurs couplés au cristal perçoivent l'émission de lumière et la convertissent en un signal électrique. En TEP, les cristaux LYSO (lutécium-yttrium-silicium-oxygène) et LSO (lutécium-silicium-oxygène) dopés au cérium sont particulièrement intéressants pour leur réponse rapide et leur taux de conversion élevé d'énergie en lumière.

Si l'on compare les détections directe et indirecte, les exigences de la TEP favorisent la détection indirecte. En effet, malgré l'excellente résolution en énergie des détecteurs directs, les scintillateurs détectent une plus grande proportion de photons 511 keV grâce à leur pouvoir d'arrêt élevé et atteignent de bien meilleures résolutions en temps, à condition qu'ils soient couplés à des photodétecteurs tout aussi performants. Ces photodétecteurs doivent avoir une gigue en temps minimale tout en mesurant la quantité de photons reçus de manière à obtenir une résolution en énergie acceptable.

2.2 Photodétecteurs

La détection d'ondes électromagnétiques dont la longueur d'onde s'étend de l'infrarouge à l'ultraviolet se nomme la photodétection. La lumière transporte une quantité importante d'information sur le monde qui nous entoure et il existe plusieurs méthodes pour capter cette information. Parmi les capteurs de choix en TEP, nommons le tube photomultiplicateur et les photodiodes. Ces photodétecteurs sont présentés dans les sous-sections suivantes.

2.2.1 Tubes photomultiplicateurs

Les tubes photomultiplicateurs (TPM) sont composés d'une fenêtre photoélectrique, appelée photocathode, et une succession d'électrodes, appelées dynodes, insérées dans une enceinte sous vide (figure 2.2). Le fonctionnement des TPM se base sur deux phénomènes : l'effet photoélectrique et l'émission secondaire. L'effet photoélectrique se produit lorsqu'un photon frappe un matériau photoélectrique et éjecte un électron [Hertz, 1887]. La sélection du bon matériau pour la fenêtre d'entrée d'un TPM maximise cet effet selon les longueurs d'onde d'intérêt.

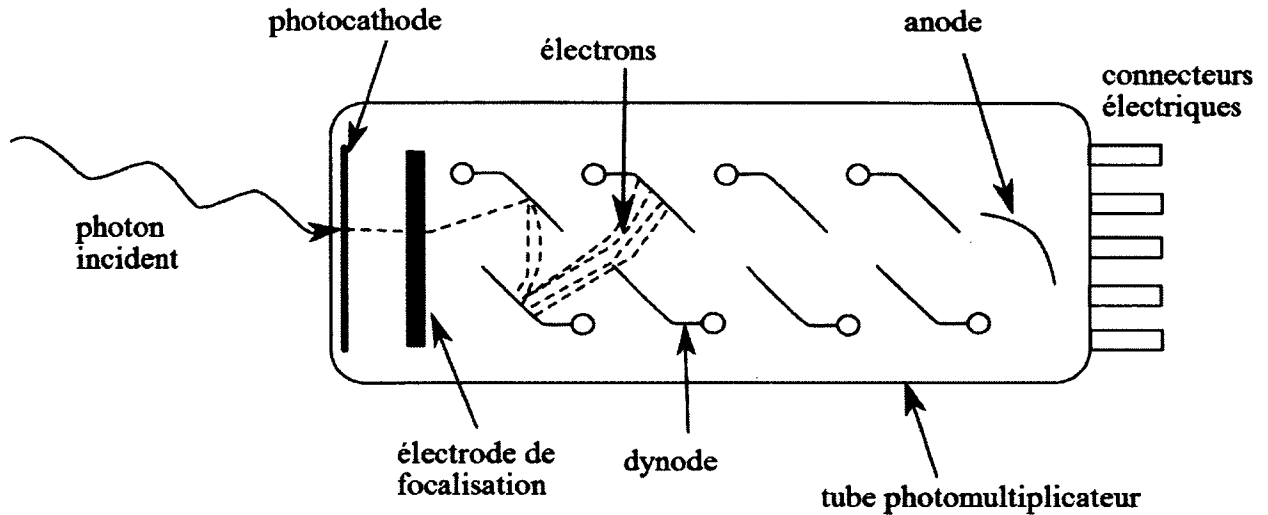


Figure 2.2 Schéma d'un tube photomultiplicateur [Wikimedia Foundation, Inc., 2012a].

Par la suite, le champ électrique accélère l'électron éjecté vers la première dynode. Souvent, une électrode de focalisation contrôle la trajectoire de l'électron. L'énergie accumulée par l'électron lors de son déplacement dans le gradient de champ électrique vers la dynode suffit pour arracher plusieurs électrons secondaires lors de la collision avec celle-ci. Chacun de ces électrons accélère ensuite vers les dynodes subséquentes où ils arrachent d'autres électrons secondaires jusqu'à ce qu'ils soient collectés par l'anode. La charge électrique collectée poursuit son chemin vers le circuit de lecture, habituellement une combinaison d'amplificateurs et de discriminateurs [Yotter et Wilson, 2003].

Les TPM ont longtemps été les seuls photodétecteurs avec un gain, de l'ordre de 10^6 , et un rapport signal sur bruit suffisamment grands pour avoir une discrimination monophotonique [Lewellen, 2008]. Il s'agit également d'un photodétecteur avec une réponse temporelle rapide et une résolution en temps pouvant aller sous les 500 ps LMH. De plus, ils présentent un excellent rapport signal sur bruit et une variété de matériaux disponibles pour les photocathodes (représentées par les différentes courbes à la figure 2.3) leur donne un large spectre de sensibilité [Hamamatsu Photonics K.K., 2006].

Par contre, le volume relativement imposant des TPM limite leur résolution spatiale et demande un système optique encombrant pour certaines applications [BABAR Collaboration, 2002]. De plus, les tensions élevées nécessaires à leur fonctionnement, de l'ordre des milliers de volts, complexifie la conception des circuits électroniques. De surcroît, les champs magnétiques et électriques perturbent la trajectoire des électrons entre les dy-

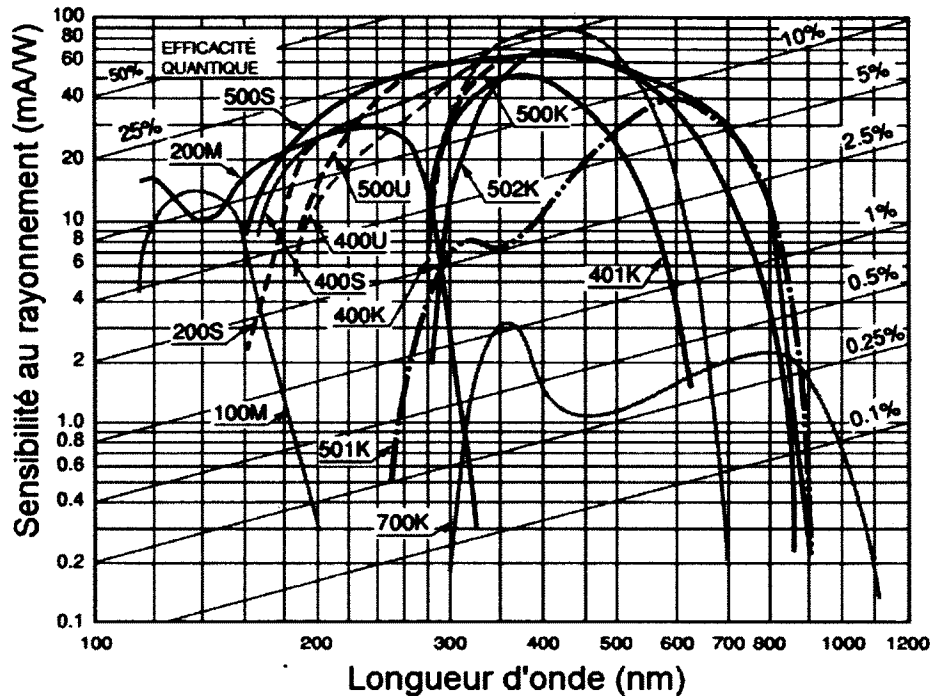


Figure 2.3 Plage de longueurs d'onde détectables par des tubes photomultiplificateurs. Chaque courbe représente une photocathode de type différent. Figure traduite de [Hamamatsu Photonics K.K., 2006].

nodes. Il devient notamment très difficile de combiner un scanner TEP utilisant des TPM à une imagerie par résonance magnétique (IRM), une combinaison désirable, car elle allierait les informations métaboliques de la TEP aux informations anatomiques des tissus mous de l'IRM [Lewellen, 2008].

Malgré leurs volumes encombrants, les tubes photomultiplicateurs restent un détecteur de choix pour plusieurs applications. Cependant, les photodiodes avalanche, plus compactes et exigeant des tensions moins élevées, remplacent les tubes photomultiplicateurs dans plus en plus d'applications. La prochaine section présente les photodiodes avalanche opérées en mode linéaire.

2.2.2 Photodiodes avalanche

Les photodiodes avalanche (PDA) sont des jonctions p-n polarisées en inverse qui exploitent le phénomène d'ionisation par impact pour obtenir un gain interne du signal. Dans toute diode polarisée en inverse, il existe toujours un courant de porteurs minoritaires traversant la jonction. Ces porteurs sont générés par effet thermique dans les centres

de génération du cristal, ou par effet photoélectrique. En effet les photons visibles absorbés dans le silicium excitent des électrons qui passent alors de la bande de valence à la bande de conduction. Ce phénomène s'appelle l'effet photoélectrique. Conséquemment, le courant augmente proportionnellement à l'intensité lumineuse.

En polarisant la diode tout près de la tension de claquage, le champ électrique dans la jonction accélère suffisamment les porteurs pour obtenir de l'ionisation par impact. Ainsi, les porteurs entrant en collision avec les électrons de la couche extérieure des atomes de la matrice ont suffisamment d'énergie pour éjecter ces électrons, formant de nouvelles paires électrons-trous (figure 2.4). Cette nouvelle paire peut à son tour provoquer une nouvelle ionisation, multipliant le courant total dans la diode. Les électrons dominent largement l'ionisation dans une PDA en silicium, donc la multiplication diminue d'elle-même quand les électrons quittent la zone de fort champ électrique. Une PDA possède un gain d'environ 10^2 - 10^3 , permettant de détecter des luminosités relativement faibles [Lewellen, 2008; Webb *et al.*, 1974].

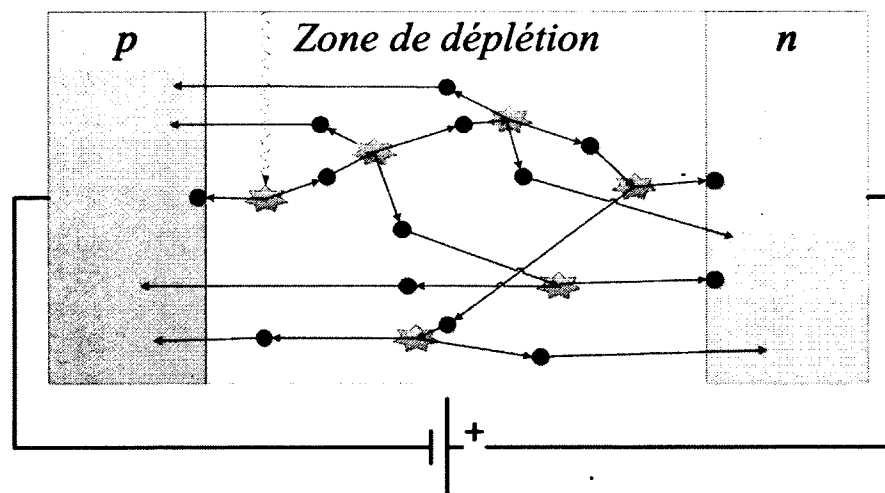


Figure 2.4 Principe de fonctionnement des photodiodes avalanche. Un photon est absorbé et génère une paire électron-trou. Les porteurs se multiplient par le processus d'ionisation par impact. Dans le silicium, les électrons (rouges) ionisent les atomes avec une plus grande probabilité que les trous (bleus).

Les PDA surpassent les tubes photomultiplicateurs sur certains aspects. Ce sont des détecteurs compacts, robustes, insensibles aux champs magnétiques et leur tension d'opération est moins élevée. Leur efficacité quantique dans le spectre visible, pouvant atteindre 80 %, dépasse largement celle des TPM dont les meilleurs atteignent 20-25 %. De plus, une PDA possède un gain d'environ 10^2 - 10^3 , permettant de détecter des luminosités relativement faibles. Comparativement, le gain des TPM excède celui des PDA à $\sim 10^6$, ce qui explique

en partie leur meilleur rapport signal sur bruit. Les PDA souffrent d'un autre phénomène dégradant leur rapport signal sur bruit. Le processus d'ionisation par impact subit beaucoup de fluctuations statistiques, introduisant une variabilité notable dans le gain. Toutefois, ces fluctuations sont moins prononcées lorsqu'un seul type de porteur contribue à l'ionisation, ce qui est le cas pour les PDA en silicium.

Les variations de tension et de température affectent significativement les PDA. En effet, le phénomène d'ionisation par impact dépend fortement de l'intensité du champ électrique. Afin d'avoir un gain stable, un régulateur de tension précis est essentiel. De plus, la température doit être contrôlée, où compensée par le régulateur de tension. En effet, l'énergie nécessaire pour éjecter des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction diminue lorsque la température augmente, ce qui augmente le phénomène d'ionisation par impact et diminue la tension de claquage de la diode [Streetman et Banerjee, 2006; Webb *et al.*, 1974].

Il est possible d'augmenter encore plus la sensibilité des photodiodes en les polarisant au-delà de la tension de claquage. La jonction entre alors dans un régime non linéaire, appelé mode Geiger. Ce régime est présenté à la section suivante.

2.2.3 Photodiodes avalanche monophotoniques

Les photodiodes avalanche monophotoniques (PAMP), aussi appelées *Single Photon Avalanche Diodes* (SPAD), détectent les quanta de lumière (photons) de longueurs d'onde visibles ou près du visible. Il s'agit de jonctions *p-n* conçues pour être opérées au-delà de la tension de claquage. Dans ce régime, dès qu'un porteur se présente dans la zone de déplétion, il existe une forte probabilité qu'une avalanche divergente, c'est-à-dire auto-entretenue, se déclenche. Un circuit externe doit alors étouffer l'avalanche en diminuant la tension aux bornes du dispositif, ce qui réduit le champ électrique dans la jonction et doit, par la suite, recharger le dispositif afin que celui-ci soit prêt à un nouveau déclenchement.

Lors de la mise sous tension, tant qu'il n'y a pas de porteur dans la zone de déplétion, la PAMP se situe dans un régime métastable et aucun courant ne la traverse. Une avalanche nécessite l'apparition d'un porteur initial, que ce soit un électron ou un trou. La génération du porteur initial peut se produire de trois manières : la génération par effet thermique, la libération de porteurs piégés dans des défauts du silicium et la génération par effet photoélectrique. Ce dernier constitue le signal recherché tandis que les deux autres effets sont considérés comme indésirables, détériorant le rapport signal sur bruit.

Par la suite, les porteurs se retrouvent dans une région où le champ électrique est suffisamment intense pour les accélérer à une vitesse où ils ionisent par impact les atomes qu'ils frappent. Pour chaque ionisation, un électron passe à la bande de conduction et laisse derrière lui un trou dans la bande de valence.

Contrairement aux photodiodes avalanche opérées en mode linéaire, le champ électrique élevé dans la jonction d'une PAMP permet aux trous de participer à l'ionisation par impact. Conséquemment, l'avalanche ne s'arrêtera que lorsque le champ électrique diminuera sous le seuil de l'ionisation par impact puisque les trous et les électrons contribuent à l'entretenir. Dû à la résistance interne de la diode, le champ diminue avec l'augmentation du courant, cependant dans la plupart des PAMP réelles la puissance dissipée est telle qu'elles s'autodétruisent avant d'atteindre le courant maximal.

De plus, les porteurs minoritaires présents de chaque côté de la zone de déplétion dans les zones supérieures et inférieures de diffusion (figure 2.5) ont des chances de traverser la zone de déplétion et déclencher une avalanche. L'ingénierie de ces zones est donc un aspect non négligeable de la conception d'une PAMP.

L'efficacité d'une PAMP de type p+ sur n- à détecter les photons (efficacité de détection de photons - PDE) se résume par l'équation :

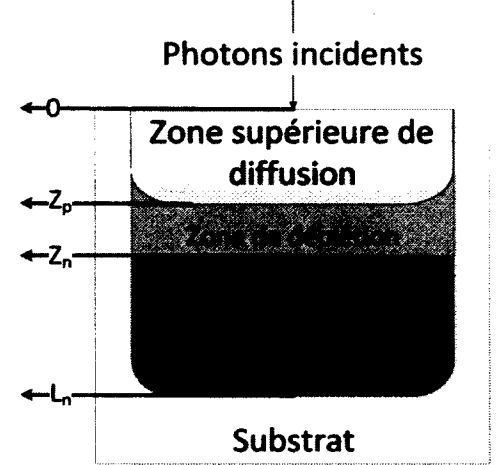


Figure 2.5 Délimitation des zones d'une PAMP tel qu'utilisées dans l'équation 2.1.

$$PDE = FF \cdot \left[\int_{Z_p}^0 P_{abs}(z) \cdot P_{n-collect}(z) \cdot P_{trig}(z) \cdot dz + \int_{Z_n}^{Z_p} P_{abs}(z) \cdot P_{trig}(z) \cdot dz + \int_{L_n}^{Z_n} P_{abs}(z) \cdot P_{p-collect}(z) \cdot P_{trig}(z) \cdot dz \right], \quad (2.1)$$

où FF est le facteur de remplissage de la matrice, c'est-à-dire le rapport de surface photosensible sur la surface totale, incluant l'espace entre les PAMP ainsi que la périphérie de la matrice de PAMP, P_{abs} est la probabilité d'absorption photoélectrique et P_{trig} est la probabilité de déclencher une avalanche ; $P_{n-collect}$ et $P_{p-collect}$ sont les probabilités qu'un porteur

dans les zones adjacentes à la zone de déplétion atteignent celle-ci. Dans ces zones, le faible champ électrique permet qu'un porteur minoritaire atteigne la zone déplétion, principalement par diffusion, et déclenche une avalanche. $P_{p-collect}$ représente la probabilité pour un trou de la zone inférieure d'atteindre la zone de déplétion et $P_{n-collect}$ représente celle pour un électron de la zone supérieure [Gulinatti *et al.*, 2009].

Il est essentiel de maximiser FF . Cependant une séparation minimale entre les PAMP est nécessaire à leur fonctionnement. Le ratio de remplissage des matrices réalisées aujourd'hui varie de 2 %, pour une matrice incluant de l'électronique de chronométrage [Gersbach *et al.*, 2012] à 50 % pour un procédé optimisé [Frach *et al.*, 2009].

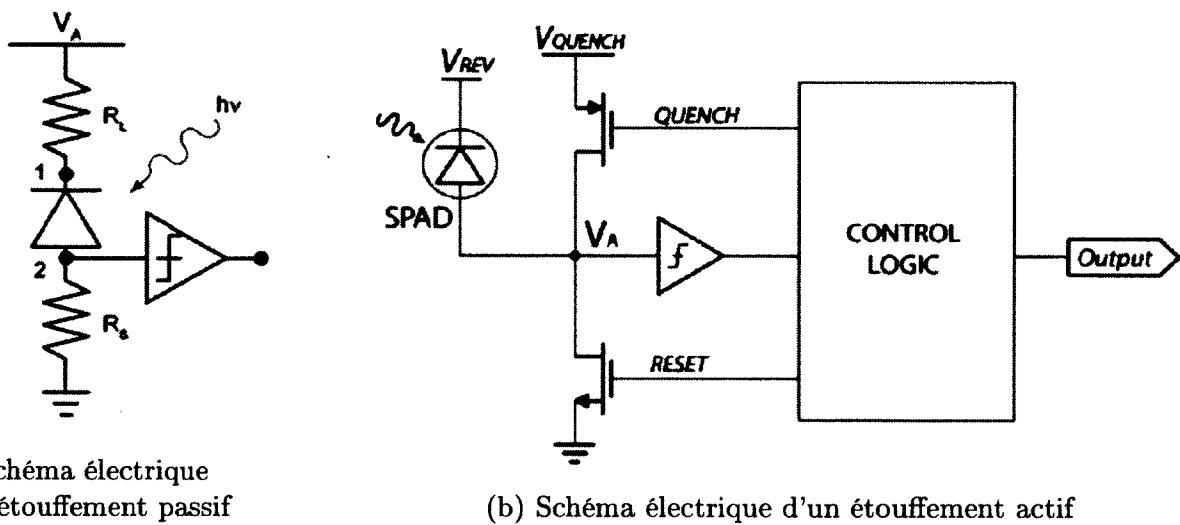


Figure 2.6 Exemples de circuits d'étouffement. La figure a) montre le schéma électrique d'un étouffement passif avec une résistance de grande valeur en série avec la diode et un circuit de détection (Figure obtenue de [Tisa *et al.*, 2007b]). La figure b) montre le schéma électrique d'un étouffement actif rudimentaire (Figure obtenue de [Tisa *et al.*, 2008]).

Pour qu'une PAMP détecte plusieurs photons subséquents, elle doit être étouffée. Il existe deux types de circuit d'étouffement, soit l'étouffement passif (figure 2.6(a)) et l'étouffement actif (figure 2.6(b)). L'étouffement passif consiste simplement en une résistance de valeur élevée, 100 kΩ à 1 MΩ étant commun, en série avec la PAMP. Ainsi, lorsqu'une avalanche se développe dans la PAMP, le courant croissant passe dans la résistance et une tension se développe aux bornes de celle-ci. Puisqu'une tension apparaît aux bornes de la résistance, la tension aux bornes de la PAMP diminue jusqu'à ce que la tension passe sous la tension de claquage et que l'avalanche s'étouffe. Un faible courant continue de passer jusqu'à ce que la PAMP, agissant alors comme un condensateur, se recharge à sa tension d'opération. Le processus de recharge dans un circuit passif est relativement long et il y a le risque

qu'une avalanche se déclenche pendant la recharge. Dans ce cas l'amplitude du pulse est proportionnelle au niveau de recharge [Cova *et al.*, 1996; Zappa *et al.*, 2010].

Pour remédier à ces problèmes, on préfère un circuit composé d'éléments électroniques actifs (étouffement actif). Plusieurs architectures sont possibles, mais les objectifs restent d'étouffer la PAMP rapidement, de la recharger rapidement et contrôler le temps entre ces deux événements. De plus, un circuit de transistors permet de numériser immédiatement le signal à la tension du circuit numérique pertinent. En plus d'augmenter le taux de lecture de la PAMP ainsi que son homogénéité d'une avalanche à l'autre, un étouffement rapide diminue le nombre de charges impliquées dans l'avalanche. Cela a pour effet de réduire la dissipation thermique et d'améliorer les caractéristiques en terme de bruit. Le circuit d'étouffement impacte les performances de la PAMP dont la résolution en temps ; il est donc important de bien le concevoir pour les maximiser.

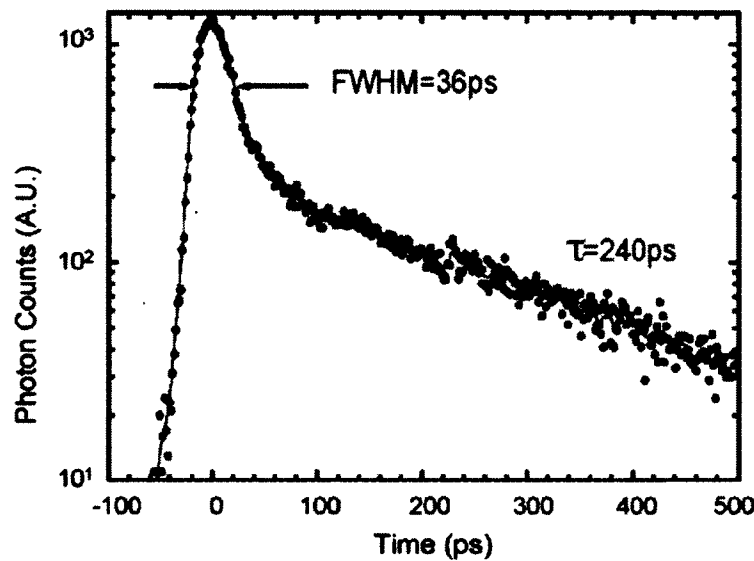


Figure 2.7 Temps de réponse d'une PAMP à un pulse laser de 820 nm [Zappa *et al.*, 2007].

Ceci dit, la résolution en temps intrinsèque des PAMP dépend de deux paramètres internes : la largeur de la zone de déplétion et le volume total de collection des charges. Lorsqu'un porteur déclenche une avalanche dans la zone de déplétion, celle-ci se développe plus rapidement dans une PAMP avec une zone de déplétion mince, dû au champ électrique plus important, et présente donc une plus petite variation statistique sur la croissance de l'avalanche. Ainsi, une PAMP mince peut atteindre une résolution en temps de ~ 20 ps LMH tandis que les PAMP ayant une zone de déplétion épaisse atteignent une

résolution de l'ordre de ~ 150 ps LMH [Zappa *et al.*, 2010]. La résolution en temps se mesure sur le lobe principal qui englobe les porteurs ayant été absorbés directement dans la zone de déplétion (figure 2.7). La collection des porteurs initialement hors de la zone de déplétion nécessite un délai supplémentaire pour diffuser dans la zone de déplétion et ces détections indirectes forment une queue temporelle avec une pente douce (figure 2.7). Le nombre d'événements contribuant à cette queue augmente pour les PAMP dont la zone de collection est très étendue, car celles-ci présentent une meilleure efficacité de détection. En effet, une zone de déplétion et de collection plus étendue permet de détecter plus de photons en augmentant la probabilité d'absorption P_{abs} (équation 2.1). La profondeur de la zone de déplétion joue aussi un rôle, puisque le silicium absorbe les photons à des profondeurs qui dépendent de la longueur d'onde de la lumière. La distribution des profondeurs d'absorption des photons pour une longueur d'onde unique est exponentielle avec la plus grande concentration d'absorption à la surface (figure 2.8). La profondeur moyenne de cette distribution dépend de la longueur d'onde de la lumière. En général, le silicium absorbe le bleu plus en surface (420 nm à une profondeur moyenne de $0,2 \mu\text{m}$) tandis qu'il absorbe le rouge et l'infrarouge plus profondément (700 nm à une profondeur moyenne de $5,3 \mu\text{m}$). C'est pourquoi les PAMP minces performant bien dans le bleu, mais que des PAMP à large zone de déplétion sont nécessaires pour détecter le rouge et l'infrarouge.

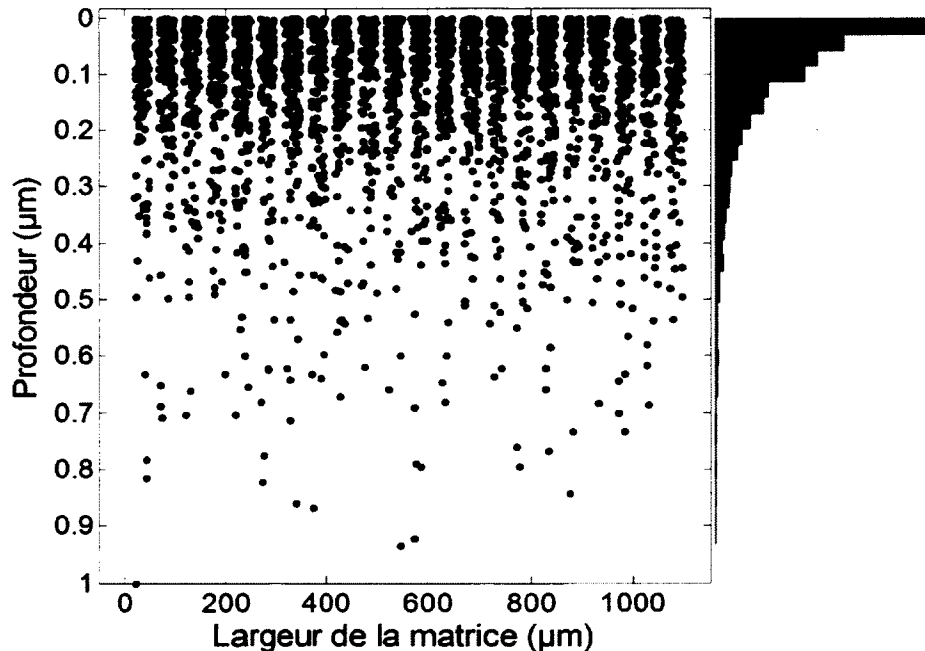


Figure 2.8 Distribution en profondeur de l'absorption des photons dans une matrice de PAMP. La périodicité horizontale provient des traces de métal en surface.

Comme il a déjà été déjà mentionné, l'absorption photoélectrique n'est pas le seul phénomène pouvant déclencher une avalanche dans une PAMP. Il existe trois sources principales de bruit, soit le bruit provenant de la génération des porteurs par effet thermique, la libération des porteurs piégés dans les défauts de la matrice cristalline du silicium et la diaphonie optique. Voyons ces trois phénomènes plus en détail.

Le bruit thermique provient des porteurs créés par le processus Shockley-Read-Hall [Shockley et Read, 1952]. Ce processus de génération et de recombinaison explique pourquoi une certaine densité de porteurs est toujours présente dans la bande de conduction d'un semi-conducteur. Ces porteurs peuvent se retrouver dans les zones de collection ou d'avalanche de la PAMP et provoquer une avalanche, même en totale noirceur. Puisque le processus Shockley-Read-Hall dépend de la température et de la densité de défauts, plus celles-ci sont élevées, plus le bruit thermique de la diode est important [Rochas, 2003; Shockley et Read, 1952].

Le déclenchement subséquent de la même PAMP par la libération d'un porteur piégé lors de l'avalanche précédente s'appelle déclenchement intempestif corrélé (DIC), ou *afterpulsing* [Rochas, 2003]. Lors d'une avalanche, la densité de courant dans la diode devient très importante, et plusieurs pièges profonds, conséquences de défauts ou d'impuretés dans la matrice cristalline du silicium, capturent des porteurs. Le temps de vie du piège, c'est-à-dire le temps moyen pendant lequel les porteurs restent piégés, varie de quelques nanosecondes à plusieurs secondes. Le porteur libéré peut seulement déclencher la PAMP si celle-ci est chargée et prête à faire feu à nouveau [Rochas, 2003; Zappa *et al.*, 2007].

Les DIC peuvent être réduits considérablement en utilisant un étouffement actif avec un délai contrôlé avant la recharge. En effet, de cette manière les pièges peuvent se vider dans une PAMP inactive, évitant des déclenchements non voulus. La figure 2.9 montre la fraction des pièges occupés en fonction du temps. Lors d'une recharge passive (courbe bleue), la tension passe rapidement au-dessus du seuil d'avalanche, alors que plus de 60 % des pièges sont occupés. La probabilité qu'un porteur se libérant d'un piège déclenche une avalanche est donc élevée. Comparativement, lors d'une recharge active (courbe rouge), la tension reste sous le seuil d'avalanche plus longtemps. La recharge rapide s'effectue alors que moins de 5 % des pièges sont occupés. La probabilité de DIC est donc beaucoup plus faible [Finkelstein *et al.*, 2007].

La diaphonie optique se présente dans les détecteurs composés de plusieurs PAMP. En effet, une PAMP peut causer le déclenchement d'une PAMP adjacente. Lors de l'avalanche, les porteurs subissent d'importantes accélérations et décélérations permettant la création de

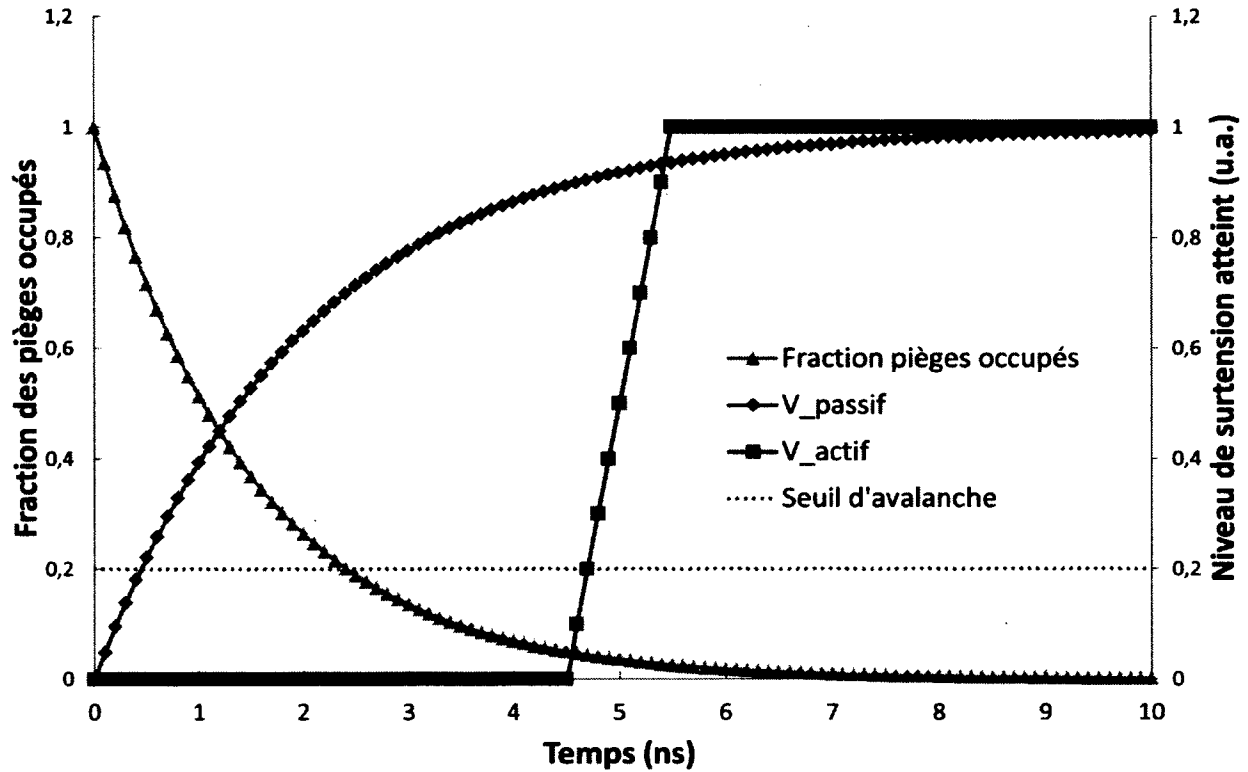


Figure 2.9 Recharge passive vs. recharge active et l'impact de la recharge sur les DIC [Finkelstein *et al.*, 2007]

photons *bremsstrahlung* (radiation de freinage). Ces photons peuvent traverser le silicium et être absorbés dans les PAMP adjacentes de la matrice où ils déclenchent une avalanche. Ce phénomène s'appelle la diaphonie optique et son importance dépend de la proximité des PAMP adjacentes, du nombre de porteurs accélérés pendant l'avalanche, ainsi que de l'accélération subie par les porteurs, donc de la tension d'opération [Mirzoyan *et al.*, 2009; Zappa *et al.*, 2007].

Bref, les PAMP sont des détecteurs très sensibles, mais puisqu'elles se limitent à la détection d'un photon à la fois elles sont rarement utilisées seules. Les photodétecteurs à base de PAMP sont généralement matricés afin d'établir une mesure de l'intensité lumineuse. La prochaine section présente le fonctionnement de ces matrices.

2.2.4 Les matrices de PAMP

Les matrices de PAMP se présentent sous deux formes : les matrices à étouffement passif et lecture analogique et les matrices à étouffement actif et lecture numérique.

En premier lieu, en branchant en parallèle les éléments d'une matrice de PAMP étouffées passivement, donc en sommant les pulses de chaque avalanche, on obtient un photodétecteur avec une sortie analogique dont l'amplitude est quasi proportionnelle au signal lumineux. Ce type de photodétecteur s'appelle photomultiplicateur sur silicium, aussi connu sous plusieurs acronymes, SiPM (*Silicon Photomultiplier*), MPPC (*Multi-Pixel Photon Counter*), GMAPD (*Geiger Mode Avalanche Photodiode*).

Les SiPM sont un remplacement très intéressant pour les TPM, mais ils ne profitent pas de tous les avantages offerts par les PAMP. Entre autres, la PAMP déclenche une avalanche pour un photon fournissant intrinsèquement un signal binaire. Cette information devient susceptible au bruit lorsqu'on additionne les pulses analogiques pour en faire la lecture à l'extérieur. La hauteur du pulse de chaque PAMP dépend de plusieurs facteurs, dont la tension d'alimentation et la température. La précision sur le nombre de PAMP ayant fait feu devient donc floue. De plus, les PAMP étouffées passivement se rechargent très lentement et subissent davantage les effets des sources de bruit (DIC et diaphonie optique). Enfin, le temps de propagation du signal entre la PAMP et le circuit de lecture varie selon la position de celle-ci dans la matrice. Cette variation ajoute une incertitude temporelle supplémentaire à la gigue temporelle intrinsèque des PAMP et du circuit de lecture. Puisque l'information sur la position de l'interaction n'est pas disponible, cette incertitude ne peut être déconvoluée.

Toutefois, de nouvelles matrices de PAMP voient le jour, où celles-ci sont étouffées activement, rechargées rapidement avec un délai contrôlé pour laisser le temps aux pièges de se libérer et où des pulses numériques identifient chaque PAMP ayant fait feu [Niclass *et al.*, 2006; Tisa *et al.*, 2007a]. Ces matrices permettent de profiter des avantages intrinsèques aux PAMP, mais exigent une intégration à grande échelle. Certaines approches favorisent une lecture très précise du temps en plaçant des circuits de chronométrage à proximité des PAMP [Gersbach *et al.*, 2012], cependant cette approche réduit la surface sensible aux photons incidents. D'autres maximisent l'efficacité de détection, mais les fonctions et les performances de l'électronique s'en trouvent grandement réduites [Frach *et al.*, 2009]. L'électronique tridimensionnelle, présentée à la section 2.3, offre une voie prometteuse pour maximiser les performances des matrices de PAMP.

Les types de photodétecteurs résumés au tableau 2.1 permettent la détection de faibles niveaux de lumière avec une bonne précision temporelle. Les photodiodes avalanche opérées en mode Geiger, de par leur détection fondamentalement monophotonique, sont extrêmement prometteuses pour les applications où la précision temporelle est essentielle, telle la TEP. De plus, la petite taille, la faible tension, la robustesse et l'insensibilité aux champs

Tableau 2.1 Tableau résumant les principales caractéristiques des photodétecteurs décrits [Renker, 2007, 2009; Zappa *et al.*, 2010].

	Tubes photomultiplicateurs	Photodiodes avalanche	PAMP
Dimensions	Surface ~3 mm à 50 cm de diamètre	0,1 – 25 mm de diamètre	10-100 µm de diamètre
Tension d'alimentation	1 000-2 000 V Consommation importante dans le diviseur de tension	~200-2 000 V	~20 V pour mince à ~200 V pour épais
Gain*	~10 ⁶ -10 ⁷	~10 ³ - ~10 ⁴ Généralement ~10 ²	[Note 1]
Détection monophotonique	Oui	Certains modèles	Intrinsèque
Résolution en temps	~250 ps LMH	Quelques nanosecondes	20 ps à 150 ps selon structure
Fragilité	Oui Pièces montées à la main, sensibles aux chocs, tubes sous vide	Non	Non
Sensibilité aux champs magnétiques	Oui	Non	Non

magnétiques sont toutes des caractéristiques très intéressantes pour la prochaine génération de détecteurs.

2.3 Électronique tridimensionnelle

Les PAMP matricées actuelles exigent un compromis entre leur efficacité de détection (*Photon Detection Efficiency* - PDE) et leurs fonctionnalités. Les circuits d'appoint responsables de l'étouffement et d'autres fonctionnalités présentent de meilleures performances en CMOS, tandis que les PAMP réalisées dans une technologie optoélectronique ont de meilleures propriétés optiques et moins de bruit. De même, l'espace occupé par l'électronique d'appoint diminue la surface sensible et donc l'efficacité de détection (eq. 2.1). Ces problèmes seraient minimisés si l'électronique d'appoint et les PAMP étaient réalisées sur des puces différentes sans que celles-ci aient besoin de longues lignes de transmission.

[Note 1] : Une PAMP n'a pas de gain, un signal indique qu'il y a eu une détection peu importe le nombre de déclencheurs. Cependant, il est possible de les brancher en parallèle avec étouffement passif. Un tel SiPM a un gain comparable au TPM.

Une approche à base de circuits intégrés tridimensionnels est actuellement proposée où les couches de circuits intégrés hétérogènes seraient empilées et reliées entre elles par des vias d'interconnexions verticaux au travers du silicium [Deptuch *et al.*, 2010]. Cette approche maximiserait la surface sensible aux photons tout en conservant les fonctionnalités de l'électronique d'appoint. De plus, les PAMP pourraient être réalisées dans une technologie optoélectronique et les circuits électroniques dans une technologie CMOS permettant une haute densité de transistors.

Plusieurs technologies existent pour graver, isoler et remplir les trous d'interconnexion de matériau conducteur, ainsi que pour lier les gaufres entre elles électriquement et mécaniquement [Burns *et al.*, 2006; Garrou *et al.*, 2008; Pavlidis et Friedman, 2009; Tan *et al.*, 2008]. La discussion sera limitée au processus de la fonderie Tezzaron. Tezzaron utilise le cuivre pour assembler les gaufres. Le cuivre sert à la fois aux contacts électriques et à l'adhésion physique. Les trous d'interconnexion s'appellent Super-ContactsTM (figure 2.10) [Garrou *et al.*, 2008]. La fabrication de ceux-ci s'insère après les étapes de fabrication des transistors dans le silicium, mais avant que la métallisation soit commencée. Ces vias en tungstène lient électriquement l'arrière de la gaufre à la première couche de métal du circuit. Une couche de passivation isole le Super-ContactTM du substrat de silicium.

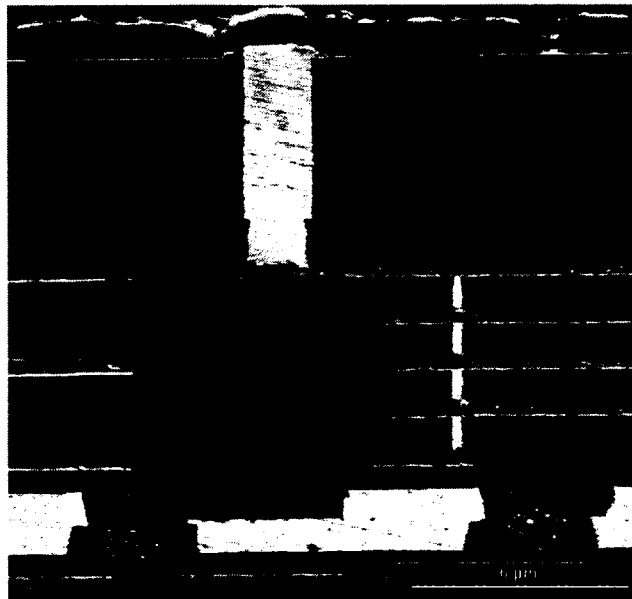


Figure 2.10 Super-ContactTM, couches de métal et interface Cu-Cu. Photo : Tezzaron Semiconductor [Garrou *et al.*, 2008].

Cette méthode présente plusieurs avantages. En plus de maximiser la surface sensible sur la gaufre des photodétecteurs, elle permet l'utilisation de technologies différentes et adaptées pour chacune des couches, par exemple une technologie optoélectronique pour

les PAMP, une technologie CMOS haute tension pour la deuxième couche, responsable de l'étouffement des PAMP, et une technologie CMOS dense pour la partie numérique. De plus, les vias d'interconnexions rapprochent chaque PAMP de son circuit d'étouffement sans pour autant diminuer la surface sensible aux photons. Le circuit d'étouffement étant proche, la PAMP perçoit une plus petite capacité, réduisant par le fait même les charges impliquées dans l'avalanche et donc la diaphonie optique et les DICs.

Cependant il faut faire particulièrement attention aux effets thermiques. La chaleur émise par les couches inférieures influencera les performances des PAMP [Zappa *et al.*, 2010]. La plus haute densité de circuit dégage beaucoup de chaleur et la réduction en masse de silicium (*bulk*) ne permet pas à cette chaleur d'être absorbée et extraite facilement [Hua, 2007].

2.4 Modélisation des PAMP

Afin de mieux analyser et prédire le comportement des PAMP, la communauté développe plusieurs modèles permettant leur simulation à différents niveaux de complexité. Bien sûr, des logiciels de simulation de dispositifs semiconducteurs comme Taurus Medici de la compagnie Synopsys permettent d'évaluer la distribution des champs électriques, mais ceux-ci sont incapables de simuler le comportement au-delà de la tension de claquage. Conséquemment, plusieurs groupes de recherche travaillant sur les PAMP ont développé leurs propres modèles [Dalla Mora *et al.*, 2007; Gulinatti *et al.*, 2009; Ng *et al.*, 2010]. Toutefois, ces modèles se limitent à des simulations partielles des PAMP, par exemple la propagation de l'avalanche, les DIC ou encore un modèle électrique servant à la conception de circuit d'étouffement.

Il existe quelques modèles pour les matrices de PAMP étouffées passivement, ou SiPM, cependant, certains phénomènes physiques des PAMP n'y sont pas inclus. Il existe un modèle probabiliste combinant la plupart des effets des SiPM, mais celui-ci suppose la distribution de photons et tous les éléments de la matrice parfaitement uniformes [Seifert *et al.*, 2012b; Van Dam et Schaart, 2012]. Présentement aucun modèle n'existe pour simuler des PAMP matricées avec étouffement actif.

Dans cette section, les modèles existants des PAMP et des matrices seront abordés dans le but de comparer leurs avantages, leurs inconvénients et leurs lacunes et de déterminer lesquels seront les plus susceptibles d'être utiles dans la conception du simulateur complet faisant l'objet de ce mémoire. Les modèles électriques seront abordés en premier, suivi

des modèles physiques et statistiques de PAMP individuelles. La section se termine en survolant les modèles pour les matrices de PAMP.

2.4.1 Modélisation du comportement électrique

La conception du circuit d'étouffement reste une étape cruciale pour obtenir de bonnes performances d'une PAMP. Afin de réaliser ces circuits d'étouffement avec précision, il faut modéliser le comportement électrique d'une PAMP lors d'une avalanche.

Plusieurs modèles de circuits équivalents, en Spice et en Spectre, permettent de simuler le comportement d'une PAMP dans un circuit et une technologie donnée [Corsi *et al.*, 2009; Dalla Mora *et al.*, 2007; Lee *et al.*, 2008; Zappa *et al.*, 2009]. Récemment, un modèle circuit conçu en Verilog-A inclut non seulement le comportement électrique, mais aussi plusieurs effets statistiques, dont le bruit thermique [Giustolisi *et al.*, 2011]. Ces modèles servent principalement au développement de l'électronique d'étouffement et de lecture à l'aide de logiciels de conception assistée par ordinateur. Cependant, ces modèles utilisent les caractéristiques électriques (courbe I-V, capacités, etc.) de PAMP existantes déjà caractérisées et se concentrent sur leur comportement électrique, ce qui est inutile pour prévoir leurs performances dans un photodétecteur complet.

Pour obtenir un simulateur de PAMP aidant à la conception d'un photodétecteur, il faut prendre en considération les phénomènes physiques et statistiques gouvernant leur fonctionnement.

2.4.2 Modélisations physiques et statistiques de PAMP individuelles

Une simulation des performances d'une matrice de PAMP, incluant l'efficacité de détection, la résolution en temps et la résolution en énergie, nécessite des modèles physiques et probabilistes basés sur le comportement physique des PAMP individuelles. L'analyse des liens entre les phénomènes physiques et leurs conséquences sur l'efficacité de détection, la résolution temporelle et le bruit permet de prédire les performances d'un détecteur particulier. Certains de ces liens ont déjà été modélisés pour les PAMP, mais peu de modèles combinent plusieurs phénomènes à la fois. On retrouve des modèles indépendants pour l'absorption, la diffusion, l'avalanche et les différentes sources de bruit. Les prochains paragraphes survolent ces modèles décrits dans la littérature.

L'*absorption* des photons dans le silicium est un phénomène déjà bien connu. Le silicium absorbe les photons par effet photoélectrique, générant ainsi une paire de porteurs. La profondeur de l'absorption des photons se distribue selon une fonction exponentielle décroissante à partir de la surface exposée. La profondeur moyenne d'absorption dépend de la longueur d'onde de la lumière incidente [Ohta, 2007]. Pour les courtes longueurs d'onde, du bleu au violet, les photons sont absorbés en moyenne près de la surface, avec une moyenne de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres [Virginia Semiconductor, inc., Date inconnue].

Après l'absorption, certains porteurs absorbés dans les zones neutres se déplacent vers la zone d'avalanche par diffusion (le champ électrique faible implique que la dérive présente une influence négligeable). Ce déplacement peut être évalué par les équations de diffusion des porteurs dans le silicium, soit en utilisant une approche Monte-Carlo qui simule chaque porteur, ou en utilisant directement les équations de diffusion afin de déterminer le flux de porteurs vers la région de déplétion. La première méthode a l'avantage d'être plus près de la réalité en évaluant la position tridimensionnelle de chaque porteur. Cependant, pour un grand nombre de porteurs la deuxième méthode donne des résultats quasi identiques pour une puissance de calcul moindre [Gulinatti *et al.*, 2009]. Il faut souligner que dans les conditions d'utilisation des PAMP, il n'y a généralement qu'un seul type de porteur pouvant déclencher une avalanche dans les régions neutres.

Les porteurs générés par absorption photoélectrique, ou par n'importe quel autre phénomène, se retrouvant dans la zone de déplétion peuvent déclencher une avalanche. Or, deux méthodes s'attaquent à la simulation de l'avalanche, soit la modélisation probabiliste, à l'aide de l'équation 2.1, et la modélisation Monte-Carlo. La première méthode se base sur un calcul de probabilité et sur un générateur de nombres aléatoires. Cette méthode donne un résultat binaire : il y a eu une avalanche ou pas. La deuxième méthode fournit plus d'informations sur l'avalanche, dont l'allure de la croissance du courant.

Dans la première méthode, la probabilité de déclencher une avalanche dépend de la position de départ et du type de porteur concerné, ainsi que du profil de jonction et de la surtension appliquée sur la jonction [Gulinatti *et al.*, 2009; Rochas, 2003]. En effet, le gradient de dopant et le champ électrique dans la jonction influencent directement les coefficients d'ionisation, α_e et α_h [Thornber, 1981], qui influencent à leur tour le profil de probabilité dans la jonction selon les équations suivantes [McIntyre, 1973; Oldham *et al.*, 1972] :

$$\frac{dP_e}{dz} = (1 - P_e)\alpha_e[P_e + P_h - P_eP_h], \quad (2.2)$$

$$\frac{dP_h}{dz} = (1 - P_h)\alpha_h[P_e + P_h - P_e P_h], \quad (2.3)$$

où P_e et P_h sont les probabilités pour les électrons et les trous, respectivement, de déclencher une avalanche en fonction de leur position z dans la jonction. La puissance de calcul pour cette méthode est relativement modeste, cependant elle ne fournit aucune information sur le délai, la gigue en temps et la quantité de charges impliquées dans l'avalanche. Pour obtenir ces informations, il faut procéder par simulation Monte-Carlo, soit la deuxième méthode pour modéliser une avalanche. Cette deuxième méthode donne un aperçu de la mécanique de propagation d'avalanche. Selon la mise en place de la simulation, il devient possible d'observer la propagation géométrique de l'avalanche [Assanelli *et al.*, 2011; Spinelli et Lacaita, 1997] et les paramètres influençant la gigue en temps et les largeurs de zone de déplétion minimale [Ng *et al.*, 2010; Tan *et al.*, 2007]. Des études utilisant des simulations Monte-Carlo d'avalanche ont permis de peaufiner les coefficients d'ionisation par impact en étudiant la distance nécessaire pour une probabilité non nulle d'ionisation [Spinelli *et al.*, 1996]. Les simulations Monte-Carlo sont les seules qui, pour l'instant, permettent d'évaluer *a priori* la gigue en temps. Cependant, les simulations calculant les trajectoires de chaque porteur exigent une énorme puissance de calcul et doivent être ajustées précisément pour une configuration de PAMP donnée.

Enfin, les sources de bruit dans une PAMP ont fait l'objet de plusieurs modèles. Entre autres, un modèle conclut que le niveau de surtension et, conséquemment, la largeur de la zone d'avalanche ont un effet important sur toutes les formes de bruit [Ramirez *et al.*, 2008]. Par ailleurs, en analysant expérimentalement le temps de vie des pièges causant les DIC, le comportement peut être modélisé et servir dans des études plus larges [Kindt et Van Zeijl, 1998].

2.4.3 Modèles de matrices de PAMP

La fonctionnalité d'un unique PAMP se limite à détecter la présence d'au moins un photon, à des intervalles dictés par le temps nécessaire à l'étouffement et à la recharge de ladite PAMP. Un photodétecteur nécessite donc une matrice de plusieurs PAMP. Conséquemment, les performances du photodétecteur dépendent fortement non seulement de la performance de chaque PAMP, mais aussi de la géométrie de la matrice. Il existe quelques modèles pour des matrices de PAMP branchées en parallèle et étouffées passivement, une configuration portant aussi le nom de SiPM. Ces modèles focalisent sur la gigue en temps ou la diaphonie optique. Il existe aussi un modèle purement statistique réalisé spécifique-

ment pour le dSiPM de *Philips Digital Photons Counting* [Frach *et al.*, 2009; Van Dam et Schaart, 2012]. Ces modèles sont présentés ci-dessous.

Plusieurs applications recherchent une gigue en temps minimale, dont la TEP, et il existe plusieurs modèles pour la prévoir. Certains utilisent une approche statistique pour un SiPM couplé à un scintillateur en se basant sur des mesures préalablement faites sur le même SiPM [Seifert *et al.*, 2012b]. Cependant, cette méthode limite les études à des SiPM déjà existants.

Plusieurs modèles cherchent à étudier la diaphonie optique pour minimiser ce problème en matrice. Une étude a démontré, par modélisation, qu'une distance plus grande entre les PAMP et l'ajout de fosses optiques séparant les unités permettent de réduire significativement ce phénomène [Rech *et al.*, 2008a,b].

Pour l'instant, il n'existe qu'un seul modèle visant les matrices avec lecture numérique. Ce modèle réalisé spécifiquement pour le dSiPM de *Philips Digital Photons Counting* exige des mesures de paramètres de la matrice dont le PDE, la diaphonie et le bruit thermique. Ce modèle prédit le nombre de PAMP ayant fait feu pendant un événement TEP. Il s'agit d'un modèle qui combine les probabilités de chaque élément, c'est-à-dire la probabilité de distribution des photons, de PDE et de bruit, supposant un système parfaitement homogène. Il est à noter que les cellules du dSiPM ne font feu qu'une seule fois et que la recharge des PAMP de toute la matrice se fait simultanément, synchronisé à un signal de réinitialisation [Frach *et al.*, 2009; Van Dam et Schaart, 2012].

En résumé, il existe plusieurs modèles et simulateurs se concentrant sur des aspects précis des PAMP, mais aucun simulateur ne combine tous les phénomènes physiques pour faire un simulateur de matrice de PAMP visant à en prévoir les performances.

Conclusion

Les matrices de PAMP à lecture numérique sont des photodétecteurs prometteurs pour des applications à faible luminosité recherchant une détermination du temps d'arrivée des photons précise, tel que la TEP. De plus, l'empilement tridimensionnel de l'électronique permettra de maximiser la surface active pour en augmenter le PDE et d'utiliser une technologie spécifique à chaque fonction, optique, haute tension et miniaturisation. Cependant, aucun modèle permettant la simulation d'un photodétecteur complet pour une évaluation de ses performances n'existe présentement. Le chapitre suivant propose un simulateur combinant des éléments de plusieurs modèles existants, en comblant leurs lacunes

et en demeurant flexible, afin de pouvoir concevoir une matrice de PAMP optimisée à une application, la TEP.

CHAPITRE 3

CONCEPTION ET RÉALISATION

Les avancées technologiques en microélectronique des dernières décennies ouvre la porte à une miniaturisation significative des dispositifs de détection. Les détecteurs pour TEP utilisent encore, pour la grande majorité, des tubes photomultiplicateurs (TPM) et une électronique analogique. Au cours des dernières années, l'équipe du GRAMS et du CIMS s'est tournée vers un système avec photodiodes avalanche opérées en mode linéaire. Dans un premier temps, une approche avec numérisation du signal s'opérant très tôt dans la chaîne électronique d'analyse du détecteur a été retenue. Cette méthode permet de s'affranchir de certaines contraintes de l'électronique analogique, incluant des temps morts importants, et ouvre la porte à la reconfiguration de la chaîne d'acquisition post-production. [Fontaine *et al.*, 2009, 2007; Tétrault *et al.*, 2008]. Dans un deuxième temps, le GRAMS et le CIMS travaillent sur une intégration de l'électronique numérique et analogique dans un seul circuit intégré à application spécifique (*Application Specific Integrated Circuit* - ASIC) couplé à des PDA linéaires matricées.

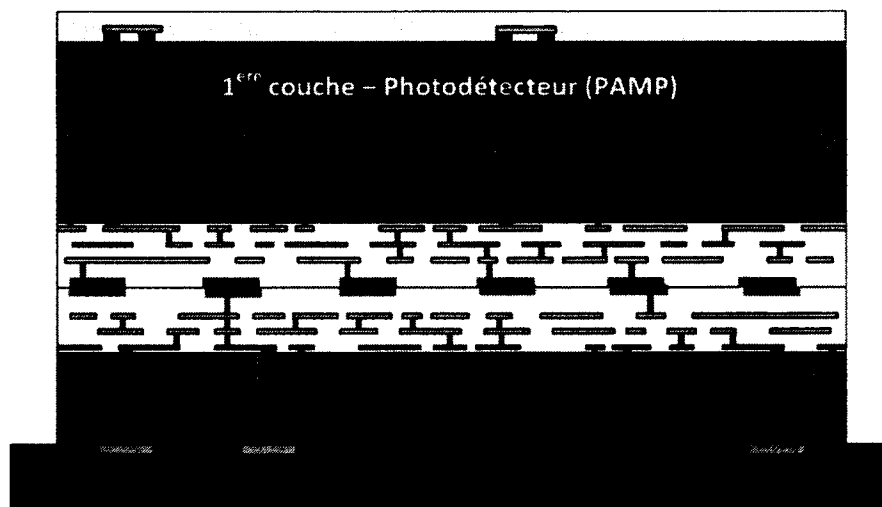


Figure 3.1 Empilement 3D de circuits intégrés avec les PAMP sur la première couche, les circuits d'étouffement sur la deuxième couche et l'électronique de lecture sur la troisième couche.

Ces architectures ne tirent pas profit des capacités de mesure temporelle optimale des PAMP et un troisième projet a vu le jour avec l'objectif de concevoir des détecteurs

avec électronique tridimensionnelle (empilement de circuits intégrés) basés sur des PAMP (figure 3.1).

Dans cette approche, la matrice de PAMP occuperait la couche supérieure de l'ASIC, suivie d'une matrice de circuits d'étouffement appariés au-dessous. Une troisième couche effectuerait le traitement numérique des signaux pour en extraire l'énergie et l'estampe de temps.

Cependant, les matrices de PAMP avec lecture numérique étant une approche nouvelle, plusieurs questions sur la conception de telles matrices restent sans réponse. Tel que décrit à la section 2.4.1, plusieurs modèles existent, mais aucun n'incorpore tous les phénomènes liés aux matrices de PAMP afin d'évaluer leurs performances pour une application donnée. Le projet de cette maîtrise vise à réaliser un tel simulateur.

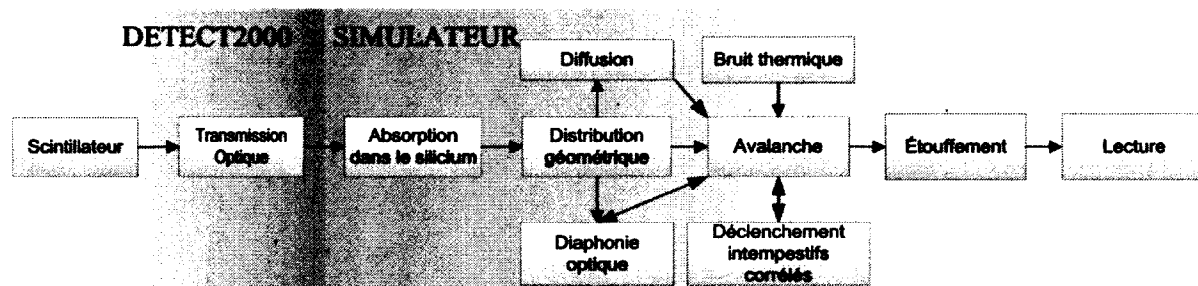


Figure 3.2 Schéma-bloc des principaux modules du simulateur et des liens entre ces blocs.

Le simulateur inclut la chaîne de détection depuis l'absorption des photons visibles dans le silicium jusqu'à l'extraction de la mesure en temps et en énergie (figure 3.2). Les modules s'exécutent séquentiellement, mais les événements étant indépendants, ils sont simulés en parallèles. La suite logicielle DETECT2000 prend en charge l'arrêt du photon 511 keV dans le scintillateur et le transport de la lumière dans le cristal alors que la suite du simulateur a été développée dans MATLAB et Python. Le simulateur inclut les modules d'absorption dans le silicium, de distribution géométrique, de diffusion, d'avalanche, de bruit thermique, de diaphonie optique, de DIC et d'étouffement. Les modules de lecture peuvent être interchangeables pour simuler soit un événement TEP ou le PDE. Une description et une explication de chacun de ces modules se retrouvent ci-dessous.

3.1 Photons

Les photons du spectre visible émis par le scintillateur forment le signal d'entrée de la matrice de PAMP. Conséquemment, leur distribution en temps et en espace est d'une

importance cruciale. Il faut comprendre que le PDE exige une distribution uniforme sur la matrice et un photon unique à la fois, tandis qu'en TEP un scintillateur génère les photons suite à l'absorption d'un photon d'annihilation haute énergie, ayant une distribution spatiale et temporelle non uniforme. Pour ces raisons, selon la mesure à effectuer, le simulateur adoptera des distributions des photons différentes.

Peu importe leur source, à leur arrivée sur la matrice de PAMP, les photons doivent avoir six propriétés : une position d'arrivée sur la matrice, décrite par x et y , un vecteur unitaire spécifiant la direction du photon, décrit par dx , dy et dz , et le temps t d'arrivée à la surface. Les prochaines sous-sections décrivent le générateur de photons uniforme et la simulation des scintillateurs permettant d'obtenir les propriétés des photons arrivant sur la matrice.

3.1.1 Générateur de photons à distribution spatiale uniforme

Le générateur de photons sert principalement aux études de PDE, mais il facilite aussi les vérifications fonctionnelles du simulateur. Il crée un photon à la fois, distribué uniformément sur la surface du photodétecteur. Le générateur distribue uniformément l'angle d'incidence du photon vers l'intérieur du silicium. Ainsi dz est toujours négatif. Puisque pour cette situation le simulateur crée le photon directement à sa position sur la matrice, la propriété t reste toujours à zéro.

3.1.2 Simulation de scintillateurs

La suite logicielle DETECT2000 modélise le comportement des photons dans le scintillateur. Il s'agit d'un logiciel facilement accessible et simple à utiliser qui simule à la fois l'interaction des rayons haute énergie pour plusieurs types de scintillateurs et les trajectoires des photons visibles jusqu'à leur extraction du cristal [Cayouette *et al.*, 2002].

Dans un premier temps, le logiciel détermine la position de l'interaction du photon 511 keV dans le cristal ainsi que le type d'interaction avec la matière, soit photoélectrique ou diffusion Compton. Dans le cas d'une diffusion Compton, il y a possibilité d'une interaction subséquente. Le logiciel marque les interactions impliquant le même photon 511 keV d'origine pour pouvoir les jumeler ensemble pour la suite du processus.

Dans un deuxième temps, le logiciel DETECT2000 génère les photons visibles en fonction de l'énergie déposée au point d'interaction et leur donne une direction aléatoire avec distribution isotrope sur 4π stéradians. Par la suite, il calcule la trajectoire de chaque photon du spectre visible jusqu'à ce que celui-ci s'échappe du cristal, soit absorbé dans le

matériau ou atteigne la face couplée au détecteur. Le logiciel permet d'assigner différents types de surfaces, par exemple, spéculaire, rugueuse ou peinte. Le logiciel sauvegarde les caractéristiques des photons atteignant la surface couplée au détecteur.

DETECT2000 associe à chacun des photons le temps t écoulé entre l'interaction initiale dans le cristal et l'atteinte de la surface couplée au détecteur. En plus du temps d'arrivée des photons sur le photodétecteur, DETECT2000 fournit leur position (x, y) et leur direction (dx, dy, dz) .

La suite logicielle DETECT2000 se configure facilement pour différents types de scintillateurs de n'importe quelles dimensions. Cependant, les simulations font preuve de peu de variabilité et de bruit. D'une part, l'absorption d'un photon d'annihilation émet toujours le même nombre de photons pour une quantité déterminée d'énergie déposée. D'autre part, les surfaces du scintillateur restent très uniformes. En conséquent, le signal lumineux extrait du scintillateur est beaucoup moins bruité que celui d'un scintillateur réel. Par exemple, la résolution en énergie intrinsèque d'un scintillateur LYSO mesurée est d'environ 8 % [Pauwels *et al.*, 2012; Swiderski *et al.*, 2012], tandis que DETECT2000 simule une résolution en énergie intrinsèque de 3 %. Toutefois, il reste suffisant pour le développement de ce simulateur.

3.2 Absorption dans le silicium

Le silicium peut absorber les photons ayant une longueur d'onde dans le spectre du visible, ainsi qu'une partie de l'ultraviolet et du proche infrarouge (figure 3.3). L'absorption se produit par effet photoélectrique, c'est-à-dire que l'énergie du photon sert à exciter un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, formant une paire électron-trou [Sze et Ng, 2006a].

La profondeur de l'absorption des photons dépend de la longueur d'onde. Pour être absorbé, l'énergie du photon doit être plus grande que l'énergie de la bande interdite. Plus l'énergie est élevée plus les probabilités d'absorption augmentent. Ainsi, les longueurs d'onde plus courtes, plus énergétiques, ont de meilleures probabilités d'absorption dans le silicium. Conséquemment, le silicium absorbe le bleu en moyenne plus près de la surface que le rouge et l'infrarouge.

Pour une longueur d'onde donnée, la probabilité d'un photon d'être absorbée dans l'épaisseur dl reste la même peu importe le nombre d'épaisseurs dl déjà traversées. Conséquemment, le profil d'absorption présente une allure exponentielle décroissante dont la moyenne

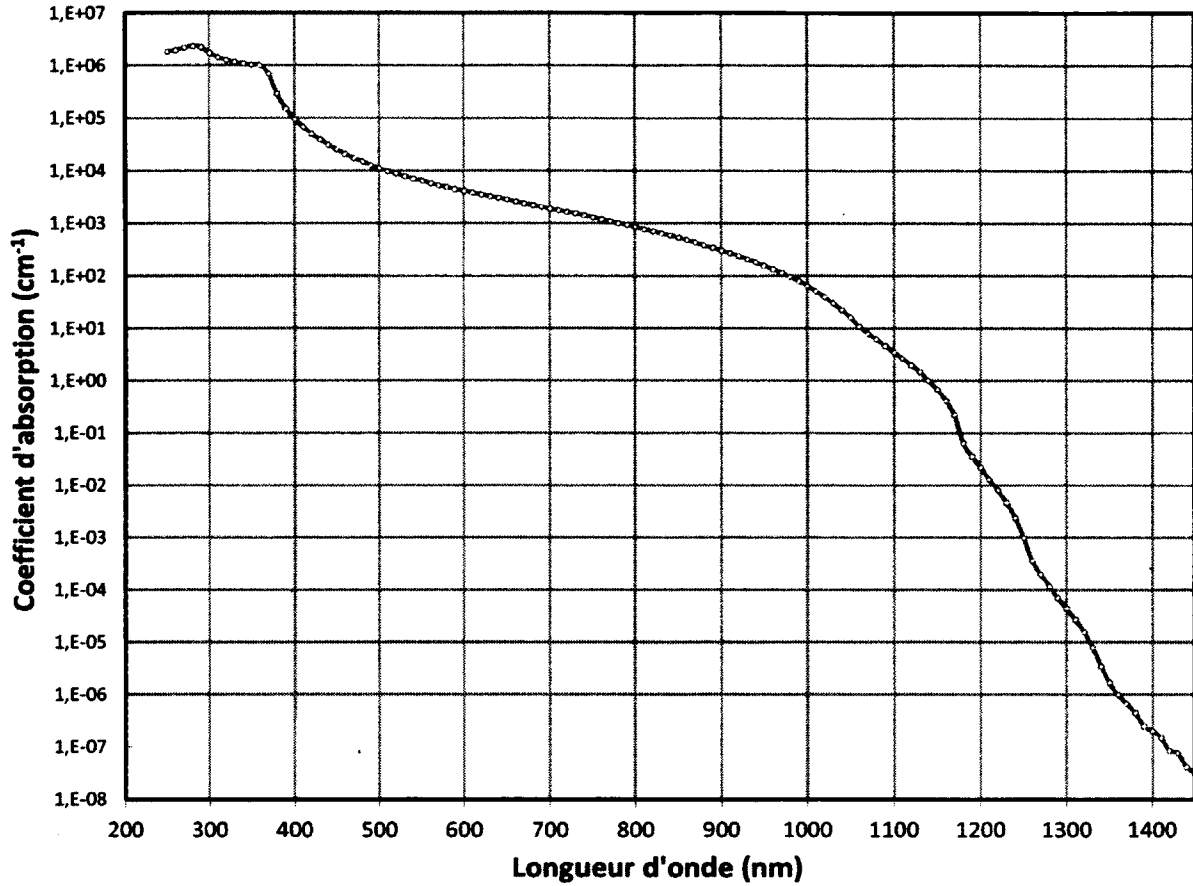


Figure 3.3 Coefficient d'absorption du silicium en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente [Green, 2008; Green et Keevers, 1995].

équivalent à la profondeur moyenne d'absorption \bar{l} à cette longueur d'onde. La profondeur d'absorption est l'inverse du coefficient d'absorption α , le coefficient d'absorption étant la forme plus commune de cette propriété.

La figure 3.3 montre le coefficient d'absorption du silicium en fonction de la longueur d'onde [Green, 2008; Green et Keevers, 1995].

Pour trouver la profondeur d'absorption d'un photon unique, le modèle utilise un générateur de nombres aléatoires avec une distribution exponentielle. La profondeur d'absorption l est multipliée par le vecteur de direction et le tout est additionné à la position initiale pour trouver la position finale des porteurs dans le silicium :

$$x = x_i + dx * l, \quad (3.1)$$

$$y = y_i + dy * l, \quad (3.2)$$

$$z = dz * l. \quad (3.3)$$

À la fin de cette opération, le photon devient une paire électron-trou avec une position x, y, z dans le silicium et un temps t . Le modèle néglige le délai de temps entre l'arrivée à la surface du silicium et son absorption qui est de l'ordre de la femtoseconde, soit trois ordres de grandeur sous la résolution du modèle.

3.3 Distribution géométrique des porteurs

Pour pouvoir déclencher une avalanche et être détecté, un photon doit être absorbé dans le volume actif d'une PAMP. Notre détecteur étant matricé, l'espace entre les PAMP, quoique nécessaire à leur fonctionnement, ne contribue pas à la détection de photons. De même, les photons absorbés dans le substrat sous le volume actif de la PAMP ne peuvent déclencher une avalanche, car les porteurs résultant de cette absorption ne peuvent traverser la jonction pn formant la limite de la PAMP. Donc, une grande partie de la surface et du volume de la matrice ne peut contribuer directement à la détection de photons. Pour cette raison, deux étapes de triage éliminent les photons et les paires électrons-trous qui ne peuvent être détectés.

Au-dessus du silicium de la matrice, il est nécessaire de mettre des traces de métal pour brancher les PAMP. Par contre, celles-ci sont opaques à la lumière. Pour minimiser leur impact, le métal s'insère dans les zones entre les PAMP de la matrice. Conséquemment, le modèle effectue un triage avant l'absorption et élimine les photons dont les coordonnées (x, y) ne sont pas au-dessus d'une ouverture vers les PAMP.

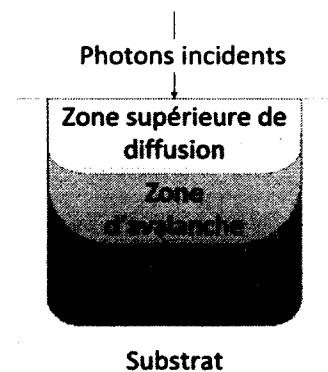


Figure 3.4 Les différentes zones d'une PAMP.

Après l'absorption, appliquée telle que décrit à la section précédente, un deuxième triage élimine les porteurs situés hors du volume actif d'une PAMP où ils ne peuvent déclencher une avalanche, soit les porteurs hors de la PAMP latéralement, ou dans le substrat inactif sous la jonction. Simultanément, le simulateur classe et sauvegarde les porteurs dans la PAMP en trois zones d'activité, soit la zone de diffusion supérieure, la zone d'avalanche et la zone de diffusion inférieure (figure 3.4). L'ensemble de ces trois zones forme le volume actif de la PAMP.

Le module de diffusion, expliqué à la section suivante, détermine quels porteurs dans les zones de diffusion inférieures et supérieures atteindront la zone d'avalanche. Ceux-ci seront

concaténés avec les porteurs déjà dans la zone d'avalanche avant qu'ils soient tous soumis au module d'avalanche présenté à la section 3.5.

3.4 Diffusion

Dû au faible champ électrique présent dans les zones supérieures et inférieures de diffusion, les porteurs minoritaires peuvent atteindre la zone d'avalanche. Pour une zone dopée p , il faut recenser les électrons et dans une zone dopée n , les trous. Dans ces zones, la diffusion domine les mouvements, car le champ électrique est relativement faible. Ici, une approche Monte-Carlo permet d'obtenir les résultats se rapprochant le plus de la réalité, en déterminant non seulement quels porteurs atteignent la zone de déplétion, mais aussi leur position (x, y) à ce moment. Puisque la puissance de calcul nécessaire reste modeste, cette approche a été préférée à l'utilisation d'une probabilité binomiale fixe pour déterminer quels porteurs atteignent la zone d'avalanche.

Les équations régissant la diffusion font référence au coefficient de diffusion D_c , où l'indice c représente le type de porteurs n ou p selon que des électrons ou des trous se déplacent. L'équation de diffusion la plus commune lie le flux de porteurs J_c au gradient de concentration $\frac{dc(x)}{dx}$, $c(x)$ étant la distribution des porteurs dans la direction x :

$$J_c = qD_c \frac{dc(x)}{dx}. \quad (3.4)$$

Cette équation représente comment un très grand nombre de porteurs se déplacent pour atteindre l'équilibre. Cette équation s'applique selon les trois axes pour obtenir le flux en trois dimensions. Toutefois, c'est le mouvement thermique aléatoire des porteurs *individuels* qui doit être simulé et non le mouvement de tous les porteurs. De l'équation de diffusion, on s'intéresse au coefficient de diffusion D_c , qui se lie à la vitesse thermique v_{th} et au temps moyen entre chaque collision τ_m par l'équation [Sze et Ng, 2006a] :

$$D_c = v_{th}\tau_m. \quad (3.5)$$

Le terme v_{th} dépend de la température et représente la moyenne de la vitesse. Après chaque collision, les porteurs dévient dans une nouvelle direction uniformément aléatoire. De même, ils obtiennent une vitesse dépendant de la distribution Maxwell-Boltzmann, qui est une superposition de distributions gaussiennes dans chaque axe x , y et z , avec un facteur b lié à la vitesse moyenne v_{th} [Wikimedia Foundation, Inc., 2012b] :

$$v_{th} = 2b\sqrt{\frac{2}{\pi}}. \quad (3.6)$$

Le coefficient de diffusion D_c équivaut à la mobilité des porteurs μ_c et se présente généralement sous cette deuxième forme. Les deux termes sont liés par l'équation :

$$D_c = \frac{kT}{q} \mu_c, \quad (3.7)$$

où k est la constante de Boltzmann, T est la température et q est la charge de l'électron. Le coefficient de diffusion et la vitesse moyenne des porteurs permettent de déduire le temps moyen entre les collisions τ_m . Dans ce cas, la distribution montre une allure exponentielle. Avec les informations sur la vitesse et le temps entre chaque collision, il ne reste qu'à définir les limites de la marche aléatoire. Les zones 1, 2, 3 et 4 décrites dans les paragraphes suivants font références à la figure 3.5.

Dans la zone 3, la jonction p - n entre le puit de la PAMP et le substrat agit comme une bordure absorbante, c'est-à-dire que tout porteur minoritaire qui atteint cette bordure disparaît. En réalité, le porteur traverse la jonction p - n polarisée en conduction entre le volume actif et le substrat, et la probabilité que ce porteur revienne dans le volume actif est extrêmement faible.

Dans la zone 1, le nombre de défauts facilitant la recombinaison à la surface en font également une bordure supposée parfaitement absorbante. Les côtés de la zone 1 font partie de la jonction p - n haute tension. Cependant pour réduire le champ électrique dans les coins, des anneaux de garde légèrement dopés sont ajoutés. Les porteurs peuvent donc traverser la jonction par les côtés avec une probabilité quasi nulle de déclencher une avalanche, ce qui en fait aussi une bordure supposée parfaitement absorbante. Finalement, les bordures menant à la zone 2 sont absorbantes, mais plutôt que de les supprimer, le simulateur envoie ces porteurs au module avalanche pour la prochaine étape [Holloway, 1987; Lavine *et al.*, 1985].

Les porteurs dans les zones de diffusion 1 et 3 peuvent se recombiner en tout temps, c'est-à-dire qu'ils peuvent spontanément changer de niveau d'énergie et retourner dans la matrice cristalline, ne participant plus à la conduction du courant ni au déclenchement

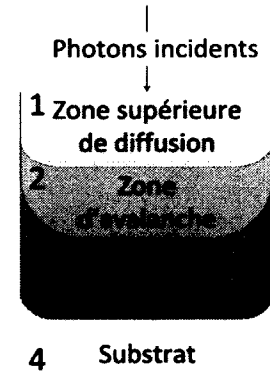


Figure 3.5 Les différentes zones d'une PAMP numérotées.

d'une avalanche. Ce comportement se modélise par une limite statistique en temps, soit le temps de vie moyen des porteurs. Le temps de vie moyen des porteurs minoritaires dans le silicium est d'environ 100 μ s, diminuant avec un dopage plus élevé [Hacker et Hangleiter, 1994]. Le modèle attribue à chaque porteur un temps de vie aléatoire selon une distribution exponentielle avec une moyenne concordant avec le temps de vie moyen selon le dopage du milieu.

L'algorithme complet de la marche aléatoire se retrouve à la figure 3.6. Le simulateur exécute ce processus sur tous les porteurs présents dans les PAMP de la matrice dans l'ordre croissant de la propriété temporelle t . Ensuite, le simulateur sauvegarde les porteurs ayant atteint la zone d'avalanche et les jumelle avec les porteurs directement absorbés dans celle-ci. C'est alors au tour du module *avalanche* de prendre la relève.

3.5 Le processus d'avalanche

Une avalanche se produit lorsque le champ électrique est suffisamment intense pour accélérer une particule chargée et obtenir de l'ionisation par impact sur un atome du milieu. L'avalanche devient autosuffisante si les deux types de porteurs se retrouvent avec des taux d'ionisation significatifs. En effet, dans ce cas, l'avalanche se propage dans les deux sens. La seule manière d'arrêter l'avalanche consiste à réduire le champ électrique sous le seuil d'ionisation par impact, donc de réduire la tension de polarisation inverse de la PAMP sous la tension de claquage.

Cependant, pour déclencher une avalanche, il faut un premier porteur présent dans la zone d'avalanche. Selon ses dimensions et la qualité du substrat, une jonction à la température de la pièce et en noirceur totale peut demeurer plusieurs microsecondes sans porteur. Pendant cette période, aucun courant ne traverse la jonction.

Lors de l'apparition d'un porteur, que ce soit par l'absorption d'un photon ou par un autre mécanisme, la jonction possède une certaine probabilité de déclencher une avalanche. Le calcul de cette probabilité est discuté à la section 3.5.1. Toutefois, certaines informations sur le développement de l'avalanche, dont l'information temporelle et l'amplitude du courant, nécessitent un modèle plus détaillé de type Monte-Carlo, présenté à la section 3.5.2.

3.5.1 Profil de probabilité

La méthode la plus rapide pour déterminer si un porteur déclenche une avalanche consiste à utiliser le profil de probabilité (figure 3.7). Connaissant la position et le type du por-

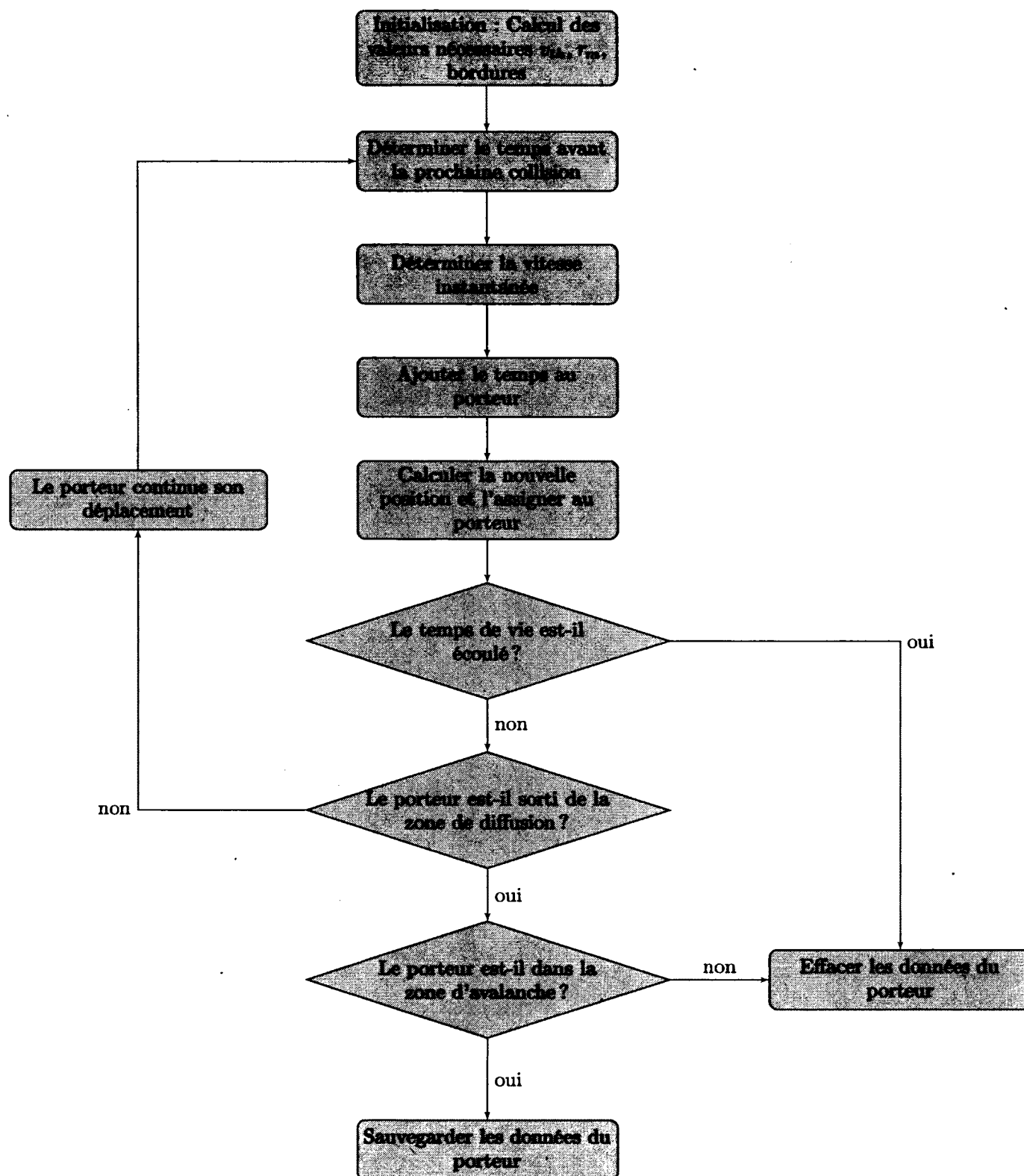


Figure 3.6 Schéma-bloc de l'algorithme de la marche aléatoire.

teur initial, le profil permet de déterminer sa probabilité de déclencher une avalanche. Le simulateur utilise alors cette probabilité dans un générateur binomial pour déterminer si ce porteur particulier déclenchera une avalanche.

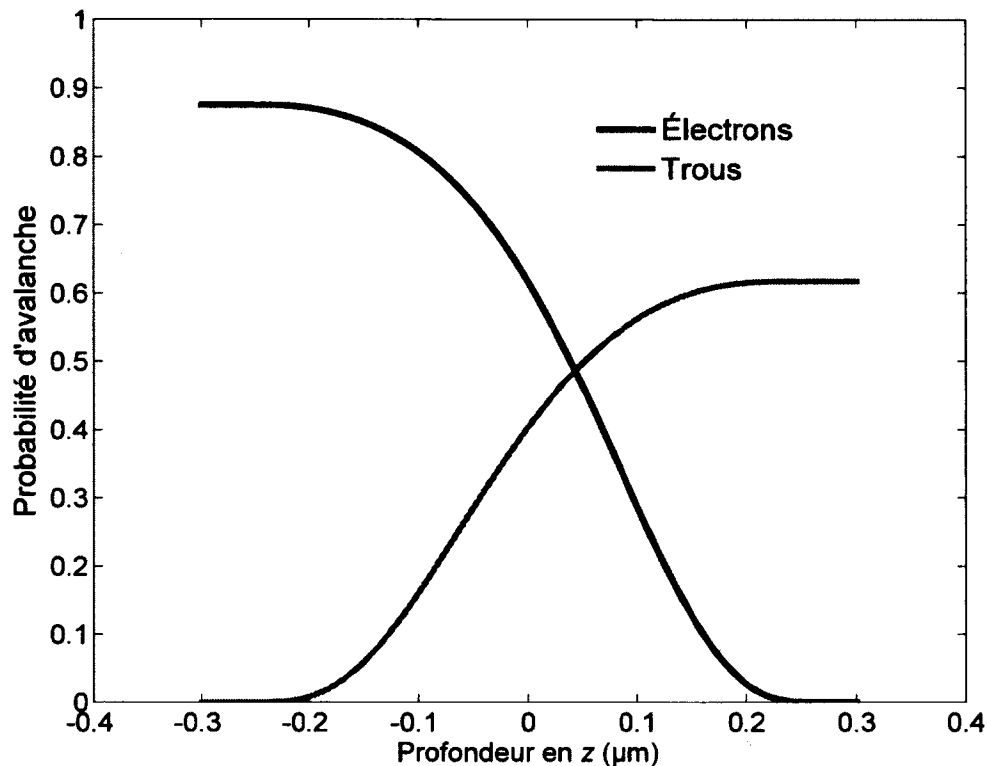


Figure 3.7 Exemple d'un profil de probabilité deux dimensions pour une PAMP mince de type p^+n . La position représente l'axe perpendiculaire au plan de la jonction et le centre de la zone de déplétion est à 0 μm .

La figure 3.7 montre que les électrons et les trous possèdent des maxima de probabilité de déclencher un avalanche aux extrêmes de la zone de déplétion, comme attendu vu leurs directions opposées. De plus, les électrons ont une plus grande probabilité de déclencher une avalanche que les trous. Par exemple, un trou au centre de la jonction (0 μm) a une probabilité de 0,4 de provoquer une avalanche tandis qu'un électron a une probabilité d'environ 0,62.

Tel qu'expliqué à la section 2.4.2, le profil de probabilité dépend du profil de dopage et de la tension appliquée à la PAMP. En conséquence, à moins d'avoir exactement le profil de dopage en main, on suppose une jonction linéaire, c'est-à-dire que le type de semiconducteur, dopé n à dopé p , transite linéairement à la jonction. Cette méthode donne une bonne approximation d'une jonction réelle sans compliquer les calculs outre mesure. Bien sûr, il est préférable d'avoir les profils exacts, mais cette information est rarement disponible.

Le profil de probabilité s'obtient en plusieurs étapes, présentées ci-dessous. D'abord, pour obtenir le champ électrique de la jonction, il faut calculer le potentiel de la jonction en fonction du gradient de dopant a . Ce potentiel est donné par

$$V_g = \frac{2kT}{3q} \ln \left(\frac{a^2 \varepsilon_s kT}{8n_i^3 q^2} \right). \quad (3.8)$$

Ensuite, on évalue la largeur de la zone de déplétion W_D selon la tension V_{bias} appliquée à ses bornes. Ici, la diode est polarisée en inverse donc V_{bias} est négatif. On a alors

$$W_D = \left(\frac{12\varepsilon_s (V_g - V_{bias})}{qa} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (3.9)$$

Finalement, la valeur du champ en fonction de z s'obtient par l'équation [Sze et Ng, 2006b] :

$$\mathcal{E}(z) = -\frac{qa}{2\varepsilon_s} \left[\left(\frac{W_D}{2} \right)^2 - z^2 \right], \quad -\frac{W_D}{2} \leq z \leq \frac{W_D}{2}. \quad (3.10)$$

Le champ électrique servira maintenant à déterminer les coefficients d'ionisation par impact. Une fois insérés dans les équations 2.2 et 2.3, ces coefficients permettront d'obtenir le profil de probabilité. Plusieurs méthodes pour calculer les coefficients d'ionisations existent [Thornber, 1981], mais la méthode retenue est celle dont les résultats concordaient le mieux avec les mesures expérimentales de diffusion effectuées par l'équipe de Thornber sur la plage de valeurs pertinentes [Grant, 1973; Thornber, 1981]. Cette méthode nécessite les valeurs pour l'énergie efficace d'ionisation en champ fort E_i , la force minimale F_{kT} nécessaire pour que les porteurs franchissent la décélération causée par les effets thermiques, les effets optiques-phonons F_r et les effets de dispersion F_i . Dans le cas du silicium, les valeurs retenues se retrouvent au tableau 3.1 et servent dans l'équation suivante :

$$\alpha_c(\mathcal{E}) = \frac{\mathcal{E}}{E_i} \exp \left(-\frac{F_i}{\mathcal{E}(1 + \mathcal{E}/F_r) + F_{kT}} \right). \quad (3.11)$$

L'équation 3.11 donne les coefficients d'ionisation pour les trous ou pour les électrons selon les valeurs utilisées. Ces résultats servent ensuite au calcul des probabilités d'avalanche avec les équations 2.2 et 2.3, qui doivent être résolues simultanément. Une solution analytique de ces équations étant impossible, le simulateur utilise une approche numérique par la méthode Runge-Kutta d'ordre 4 (RR4) modifiée. Cette méthode itérative établit

Tableau 3.1 Paramètres nécessaires au calcul des coefficients d'ionisation.

Paramètres	Électrons	Trous
E_i	3,6 eV	5,0 eV
F_{kT}	$1,954 \times 10^6$ eV/cm	$3,091 \times 10^6$ eV/cm
F_r	$1,069 \times 10^5$ eV/cm	$1,110 \times 10^5$ eV/cm
F_i	$1,357 \times 10^4$ eV/cm	$1,545 \times 10^4$ eV/cm

une moyenne pondérée de la pente d'un point à l'autre, donnant plus de poids aux pentes calculées au centre de l'intervalle h . Les équations pour les coefficients k_{1-4} sont les suivantes :

$$k_1 = hf(z_n, p_n), \quad (3.12)$$

$$k_2 = hf(z_n + \frac{1}{2}h, p_n + \frac{1}{2}k_1), \quad (3.13)$$

$$k_3 = hf(z_n + \frac{1}{2}h, p_n + \frac{1}{2}k_2), \quad (3.14)$$

$$k_4 = hf(z_n + h, p_n + k_3), \quad (3.15)$$

où $f(z, p)$ représente à tour de rôle les équations 2.2 et 2.3. On calcule simultanément les coefficients k_{1-4} pour 2.2 et 2.3 puis, pour évaluer le prochain point de chacune des courbes, on utilise

$$p_{n+1} = p_n + \frac{1}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4), \quad (3.16)$$

$$z_{n+1} = z_n + h. \quad (3.17)$$

Dans ces dernières équations, $p_{n+1} = p(z_{n+1})$. Cette technique permet de résoudre les deux équations différentielles simultanément, à condition d'établir les conditions initiales [Süli et Mayers, 2003]. Du côté p , la probabilité des trous de démarrer une avalanche est nulle. Pour sa part, la probabilité des électrons se situe certainement entre 0 et 1, mais il n'y a aucune manière de la déterminer *a priori*. Par contre, du côté n , la probabilité des électrons de provoquer une avalanche sera nulle. Le problème possède donc effectivement deux conditions à respecter et une seule solution existe.

Pour trouver cette solution, il faut poser des valeurs de départ. Si on pose une valeur initiale trop élevée pour la probabilité des électrons du côté p la valeur finale de la courbe

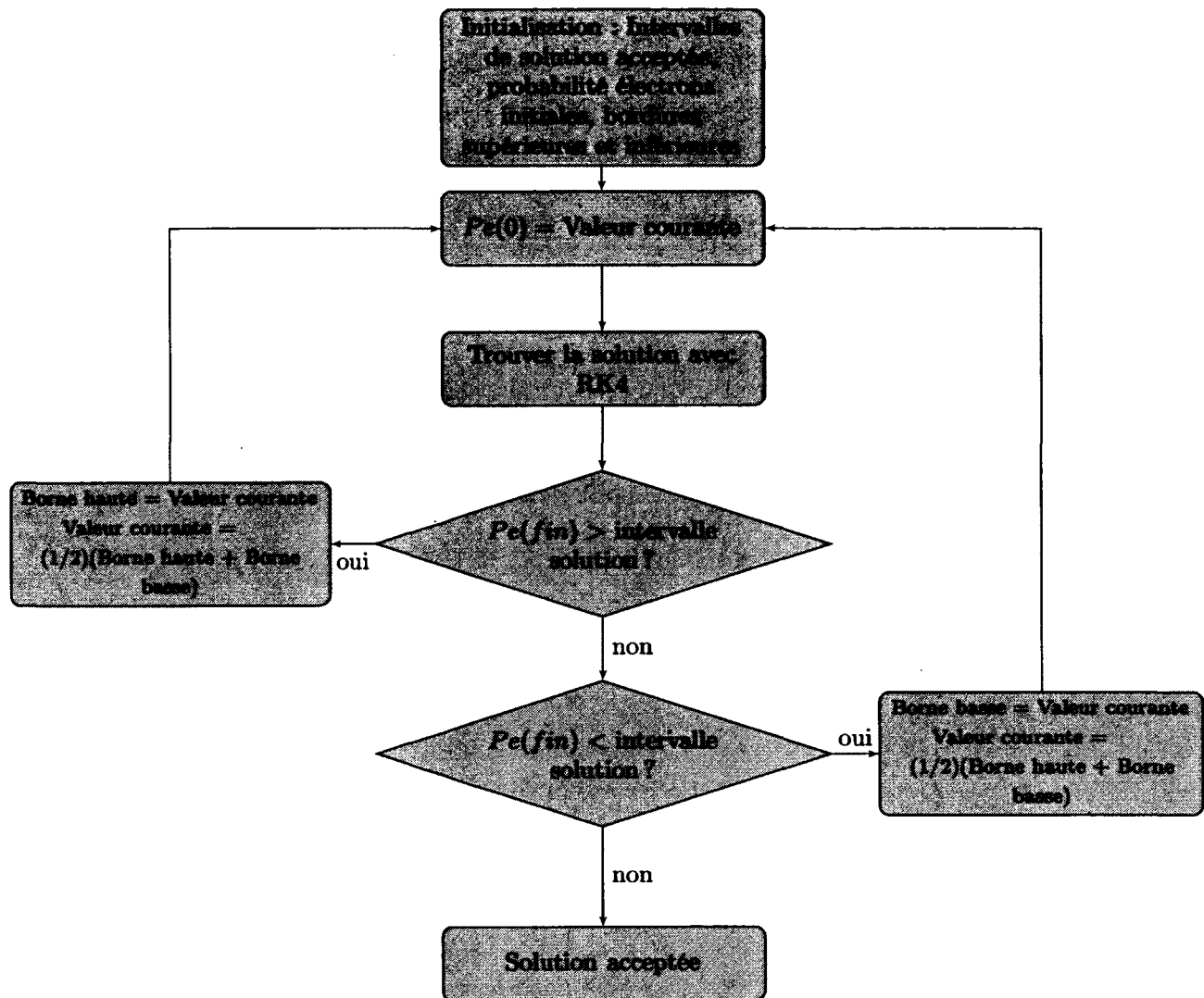


Figure 3.8 Algorithme de résolution du profil de probabilité d'une PAMP.

n'atteindra jamais zéro. Au contraire, une valeur initiale trop faible mène à une valeur finale négative. Nous savons ainsi si la valeur initiale doit être ajustée vers le haut ou vers le bas. La manière la plus rapide de converger vers une solution est de débuter avec une valeur de 0,5 et de prendre la prochaine valeur au milieu de l'intervalle pertinent, c'est-à-dire l'intervalle supérieur si la valeur finale est positive et l'intervalle inférieur si celle-ci est négative. On accepte une solution dès que la valeur finale est suffisamment près de zéro, donc dans un intervalle autour de zéro prédéterminé. La figure 3.8 montre le schéma-bloc illustrant cet algorithme.

Une fois le profil obtenu, il suffit de trouver la probabilité correspondant au type et à la position en z du porteur et de fournir cette probabilité au générateur de nombres aléatoires binomial. La sortie de ce générateur est "1" pour le déclenchement d'une avalanche et "0"

dans le cas contraire. Dans le cas d'une paire de porteurs présents dans la zone d'avalanche, il importe peu que ce soit le trou ou l'électron qui déclenche l'avalanche.

La méthode probabiliste détermine rapidement s'il y a déclenchement ou non d'une avalanche, mais ne permet pas la prédiction des caractéristiques de l'avalanche, soit le nombre de charges générées et le temps avant la détection. Cependant, si ces valeurs sont connues, il est possible d'inclure ces phénomènes dans le modèle en ajoutant au module *avalanche* un profil de courant typique, utile pour les PAMP en matrice passive, ou un délai temporel variable, utile pour les PAMP à lecture numérique.

Ainsi, un profil typique de courant pendant une avalanche consiste en deux exponentielles superposées : une première exponentielle à croissance rapide, représentant l'instanciation de l'avalanche, suivi d'une exponentielle décroissante plus lente, représentant l'étouffement de la PAMP. Les paramètres de ces exponentielles dépendent des dimensions de la PAMP ainsi que de la tension appliquée et de la résistance d'étouffement utilisée. Plus une PAMP est petite, plus le courant atteindra son courant maximal rapidement. De même, plus la résistance d'étouffement est élevée, plus l'étouffement sera rapide. Le simulateur utilise les taux de croissance et de décroissance du courant comme paramètre de configuration. Ceux-ci sont extraits à partir des valeurs obtenues en simulation Monte-Carlo (présentée à la section 3.5.2) et à partir de mesures réalisées sur nos PAMP ou dans la littérature.

Ensuite, si la PAMP subit une lecture numérique, la variabilité sur la croissance de l'avalanche se traduit par une variabilité sur le temps de détection. La modélisation de ce phénomène nécessite deux paramètres : le délai, soit le temps moyen entre l'absorption photoélectrique et la détection de l'avalanche, et la gigue en temps, soit la variance sur ce délai. Le délai présente une distribution gaussienne dont l'étalement de la cloche représente la variabilité sur le temps de développement de l'avalanche, ce qui est appelé la gigue en temps. Pour la simulation, ces valeurs sont déterminées à partir de simulations Monte-Carlo (section 3.5.2), ou à partir de mesures déjà effectuées sur des PAMP semblables. Combinée à l'étalement en temps exponentiel dû à la diffusion des porteurs hors de la zone d'avalanche, la distribution en temps finale simulée concorde avec les mesures faites sur des PAMP individuelles (section 2.2.3).

En conclusion, la méthode de probabilité est une méthode rapide pour évaluer le déclenchement d'une avalanche, mais exige une distribution stochastique supplémentaire pour déterminer le temps de détection de l'avalanche. Pour modéliser le développement complet de l'avalanche, il faut utiliser un modèle de type Monte-Carlo, tel que décrit à la section 3.5.2.

3.5.2 Simulation du processus d'avalanche avec la méthode Monte-Carlo

La méthode Monte-Carlo se base sur des techniques probabilistes pour évaluer un résultat selon des valeurs initiales sélectionnées. Pour simuler une avalanche avec cette méthode, il faut suivre chaque porteur généré par ionisation pendant le processus, incluant sa position et sa vitesse. La méthode Monte-Carlo exige donc beaucoup de mémoire et de puissance de calcul. Cependant, elle permet d'estimer certains paramètres pour des PAMP en cours de conception, notamment le délai et la gigue en temps, ainsi que le taux de croissance du courant de l'avalanche et le taux de décroissance du courant pendant l'étouffement. Autrement, ces valeurs ne sont disponibles que par des mesures.

À cet effet, la mécanique d'une avalanche n'est pas encore complètement élucidée et plusieurs mécanismes brouillent les cartes à cette échelle [Hayat *et al.*, 2010; Marinov *et al.*, 2007; Spinelli et Lacaita, 1997]. Cependant, le principe de base reste une multiplication des porteurs. Ainsi, un modèle basé sur l'ionisation par impact concorde bien avec les mesures du courant d'avalanche des PAMP.

Le simulateur d'avalanche Monte-Carlo simule une avalanche en se basant sur les équations physiques régissant les porteurs dans le silicium. Tout d'abord, une avalanche débute avec un premier porteur présent dans la zone de champ électrique élevé (de l'ordre de 10^5 V/m). Ce porteur accélère jusqu'à sa prochaine collision où, s'il possède suffisamment d'énergie, il ionise l'atome et génère ainsi une paire électron-trou. Le champ électrique accélère chacun de ces porteurs et le cycle continue tant que le champ électrique reste suffisamment intense. La figure 3.9 montre l'algorithme implanté pour ce processus.

Le courant perçu aux bornes de la diode se calcule à l'aide du théorème de Shockley-Ramo. En fait, le courant induit à une électrode ne dépend pas du nombre de charges l'atteignant, mais plutôt du changement instantané des lignes de flux électrostatique reliées à l'électrode. Ce théorème pose que le courant sur une électrode est donné par :

$$i = E_v q v, \quad (3.18)$$

q étant la charge équivalente des particules en mouvement, v leur vitesse et E_v la composante du champ électrique dans la même direction que v sous les conditions suivantes : la charge est absente, l'électrode est à un potentiel unitaire et toutes les autres électrodes sont au potentiel de référence [Ramo, 1939; Shockley, 1938].

Le courant qui se développe aux bornes de la diode peut être détecté directement, mais généralement une résistance placée en série traduit le courant en un potentiel électrique pour la détection.

Bien sûr, la présence de porteurs dans la jonction diminue le champ électrique, mais cette diminution ne suffit pas à enrayer l'avalanche avant la destruction du dispositif par échauffement. Pour l'étouffement, un mécanisme externe doit diminuer la tension électrique aux bornes de la diode. Une résistance en série de valeur élevée ou un circuit plus complexe sert à cet effet. Le modèle inclut une résistance d'étouffement externe, mais la simulation s'arrêtant à la détection, il ne peut pas simuler les phénomènes liés à l'étouffement avec fiabilité.

En conclusion, le modèle Monte-Carlo du développement d'avalanche permet de visualiser le phénomène de croissance de l'avalanche et d'estimer le délai et la gigue en temps, ainsi que le courant maximal, pour une PAMP théorique. Le modèle principal peut ensuite utiliser ces paramètres pour évaluer la performance.

3.6 Bruit

La section précédente présentait le processus d'avalanche. Pour qu'une avalanche se déclenche, un premier porteur doit atteindre la zone d'avalanche. Idéalement, l'absorption d'un photon fournit ce porteur initial nécessaire à l'avalanche. Cependant, il ne s'agit pas du seul processus générant des porteurs, d'autres ajoutent du bruit sous forme d'avalanches supplémentaires. Les trois sources de bruit primaires, soit le bruit thermique, les déclenchements intempestifs corrélés (DIC) et la diaphonie optique, doivent être inclus dans le modèle. En effet, ces phénomènes influent beaucoup sur les performances du détecteur et leur modélisation permet d'évaluer les différentes stratégies possibles pour compenser leurs effets.

3.6.1 Bruit thermique

Le bruit thermique provient des porteurs générés thermiquement, c'est-à-dire via le processus Shockley-Read-Hall. Dès que la température du silicium passe au-dessus du zéro absolu, les électrons ont une probabilité non nulle d'obtenir suffisamment d'énergie pour passer de la bande de valence à la bande de conduction. Les défauts dans la structure cristalline du silicium facilitent ce passage en diminuant localement la barrière énergétique.

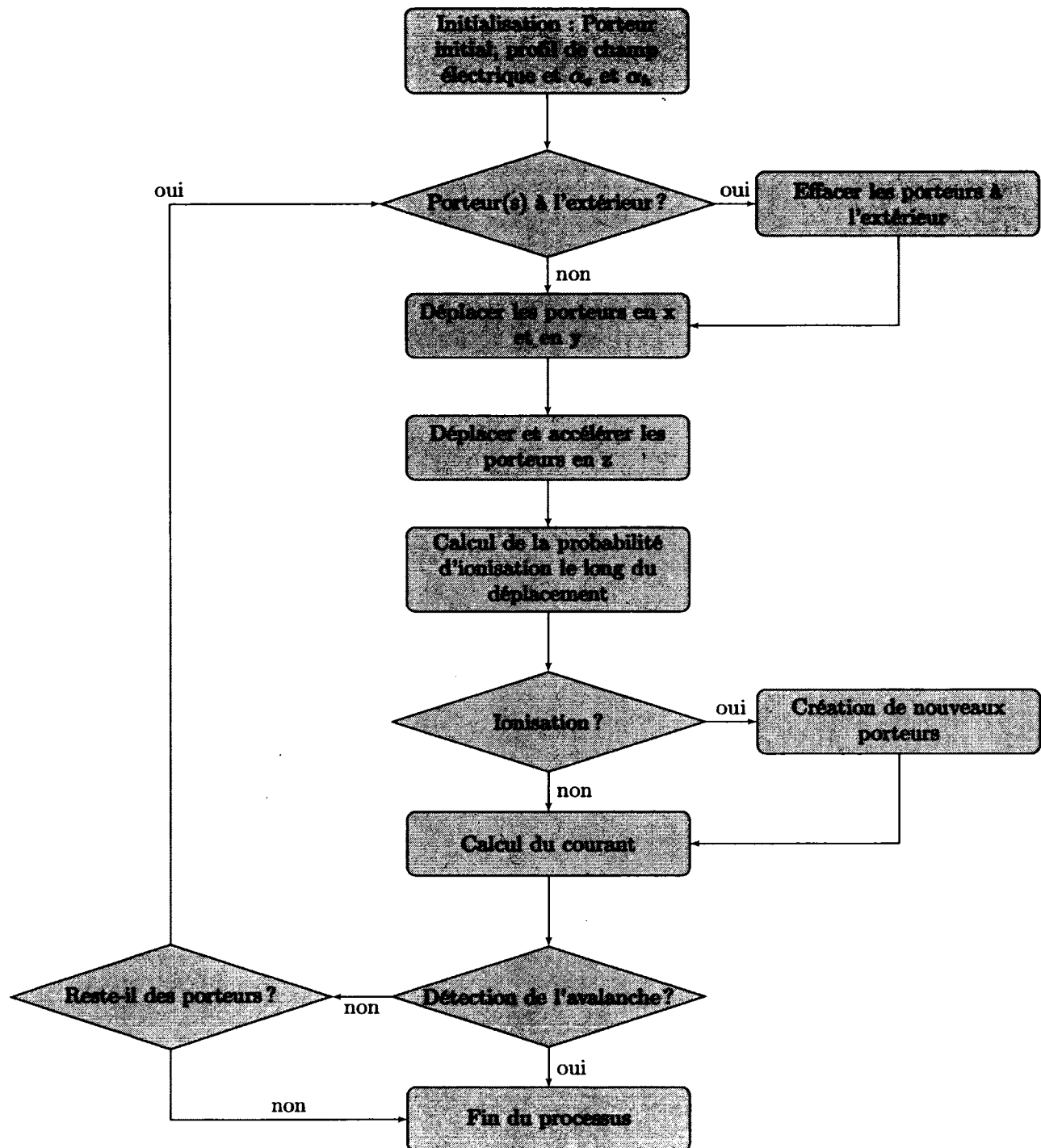


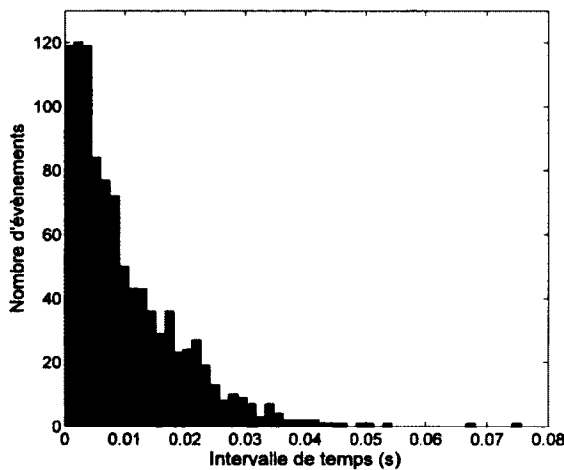
Figure 3.9 Algorithme du modèle Monte-Carlo du développement d'une avalanche.

Donc, plus le silicium se réchauffe et plus il y a de défauts, plus il y a de porteurs générés thermiquement.

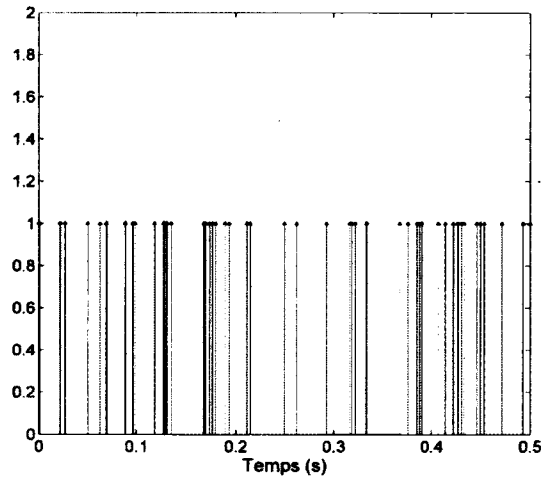
Dans le cas des PAMP, le porteur généré thermiquement peut se retrouver directement dans la zone de déplétion, ou il peut avoir été généré ailleurs et diffuser vers celle-ci, puis déclencher une avalanche. Une avalanche causée par un porteur thermique est indifférenciable d'une avalanche provoquée par l'absorption d'un photon. Les porteurs thermiques ajoutent donc du bruit au signal original, soit les photons que l'on cherche à détecter.

Le déclenchement des PAMP par porteur thermique se modélise par un processus poissonien à taux fixe pour une surface active donnée. On suppose la température et la profondeur de jonction uniforme pour tous les PAMP de la matrice.

Un processus poissonien de naissance pure est caractérisé par une distribution exponentielle des intervalles de temps entre deux événements. Par exemple pour un taux de 100 cps (comptes par seconde), la distribution des intervalles temporels ressemblerait à la figure 3.10(a), et la figure 3.10(b) montre un extrait de la trame temporelle.



(a) Distribution des intervalles de temps entre 1000 événements



(b) Trame de 0,5 secondes avec un processus de 100 cps

Figure 3.10 Distribution statistique des intervalles entre deux événements et trame temporelle d'un processus poissonien de naissance pure.

Pour accélérer le calcul, un processus unique crée la distribution en temps de tous les porteurs générés thermiquement pour la surface active totale de la matrice. Le simulateur distribue ensuite ces porteurs aux PAMP individuelles selon une probabilité uniforme. À cette étape, le simulateur place des porteurs de type électron au point de plus forte probabilité de déclenchement, de manière à ce que le taux de génération de porteur utilisé

comme valeur d'entrée du modèle se rapproche du taux de bruit thermique voulu. Le simulateur utilise cette astuce pour tous les modules de bruit.

Le module de bruit thermique s'insère avant le module de traitement avalanche. Le simulateur combine la liste de porteurs d'origine photoniques et la liste de porteurs d'origine thermique avant de les traiter pour déterminer lesquels provoqueront des avalanches détectables.

3.6.2 Déclenchements intempestifs corrélés

Le processus de déclenchements intempestifs corrélés (DIC), communément appelé "*after-pulsing*", résulte des pièges présents dans le volume actif de la PAMP. Lors de la fabrication des PAMP dans le silicium, des défauts sous la forme d'atomes manquants ou superflus dans la matrice de cristaux, ou d'impuretés s'étant glissées dans le silicium, sont créés. Ils provoquent des pièges dans la bande interdite dans lesquels des porteurs peuvent demeurer pendant un certain temps. Une avalanche génère une quantité importante de porteurs qui, en se déplaçant dans la zone d'avalanche, y rencontrent des pièges et y restent pris. Si le piège relâche le porteur pendant l'étouffement ou avant que la tension remonte au-delà du seuil d'avalanche, aucun effet ne se fera ressentir. Toutefois, si le porteur sort du piège après la recharge, soit pendant que la PAMP est active, une avalanche peut se produire. Conséquemment, l'impact des DIC peut-être diminué en évitant la formation de défauts dans les PAMP (procédés propres, recuits) et en contrôlant le temps que la PAMP demeure inactive avant sa recharge.

Ce type de bruit se produit toujours à la suite d'une avalanche, il est donc corrélé avec une avalanche antérieure, d'où son nom. Le délai des DIC dépend du temps de vie des pièges, celui-ci variant de la nanoseconde à plusieurs secondes. Cependant, au-delà de quelques centaines de microsecondes, le bruit thermique domine.

La température influence le comportement des DIC. En effet, lorsque la température augmente, le temps de vie des pièges diminue, résultant en une diminution du nombre de DIC. Ce phénomène vient du fait que les pièges se vident plus rapidement, donc plus souvent avant que la PAMP soit rechargée. Cependant une augmentation de la température cause une augmentation du bruit thermique et, de ce fait, un compromis doit être effectué sur la température d'opération pour une PAMP donnée. Cependant, l'impact de la température sur le bruit n'est pas implanté dans la version actuelle du simulateur.

Deux valeurs caractérisent les DIC : la probabilité binomiale d'avoir un porteur piégé qui se libère après la recharge et la distribution temporelle de la libération des porteurs. La

distribution temporelle est exponentielle, mais peut aussi contenir plusieurs distributions avec des moyennes différentes en superposition. En effet, le temps de vie d'un piège change selon son type et plusieurs types sont présents dans une même PAMP.

En première approximation, un seul type de piège, c'est-à-dire une distribution exponentielle simple, existe dans le modèle. Cependant, ce nombre est expansible selon le nombre de distributions isolées dans les mesures.

Le module gérant les DIC s'insère dans le module d'avalanche. À chaque avalanche, peu importe l'origine de celle-ci, un processus binomial détermine s'il y aura libération d'un porteur piégé et, si oui, un générateur de nombres aléatoires lui attribue un délai avant sa libération. Le simulateur ajoute ensuite un porteur de type électron dans la liste de porteurs à traiter selon le délai avant libération. De cette manière, le cas peu probable d'avoir une avalanche d'origine DIC causant un second DIC causant un troisième DIC, etc. n'est pas impossible. De plus, cette méthode permet de tenir compte des événements occupant la diode telles la recharge partielle (probabilité d'avalanche réduite) et l'arrivée d'un autre porteur causant une avalanche (diode déjà en avalanche).

Ce module permet non seulement d'évaluer l'impact des DIC sur les performances, mais permet aussi d'évaluer la nécessité et l'efficacité des systèmes de temps mort variable qui ajoute un délai supplémentaire avant la recharge afin de minimiser les DIC. Ces systèmes consomment énergie et surtout espace sur le circuit intégré et, conséquemment, il est important d'évaluer les DIC et leur constante de temps moyenne afin de déterminer les besoins d'un système de temps mort variable. Le temps mort variable du modèle fait partie du module électronique présenté à la section 3.7.

3.6.3 Diaphonie optique

La diaphonie optique est le déclenchement de PAMP adjacentes par le biais de l'émission de photons secondaires. En effet, les porteurs de l'avalanche subissent des variations de vitesse rapides et émettent du rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*). Ces photons, habituellement infrarouges, peuvent être réabsorbés dans des PAMP adjacentes où ils déclenchent des avalanches à leur tour.

L'émission omnidirectionnelle de *Bremsstrahlung* dans le plan de la matrice indique que les PAMP dans toutes les directions peuvent être victimes de la diaphonie optique. Bien sûr, les PAMP les plus près possèdent des chances plus élevées d'absorber un photon secondaire, mais des PAMP plus éloignés peuvent aussi réagir.

Pour simplifier le module de la diaphonie optique, le simulateur divise les PAMP entourant la PAMP initiale (celle qui s'est déclenchée en premier) en deux catégories : les PAMP directes, qui partagent une bordure entière avec la PAMP initiatrice, et les PAMP indirectes, qui se retrouvent en diagonale avec la PAMP initiatrice. Chacune des PAMP directes se voit attribuer une probabilité de déclenchement P_{do} . La probabilité de déclenchement des PAMP indirectes équivaut à P_{do}^2 . En effet, vu l'angle d'attaque des indirects, le volume probabiliste d'absorption est beaucoup plus petit, comme illustré à la figure 3.11. La relation entre la probabilité de diaphonie directe et indirecte approxime les observations pour des matrices denses [Frach *et al.*, 2009].

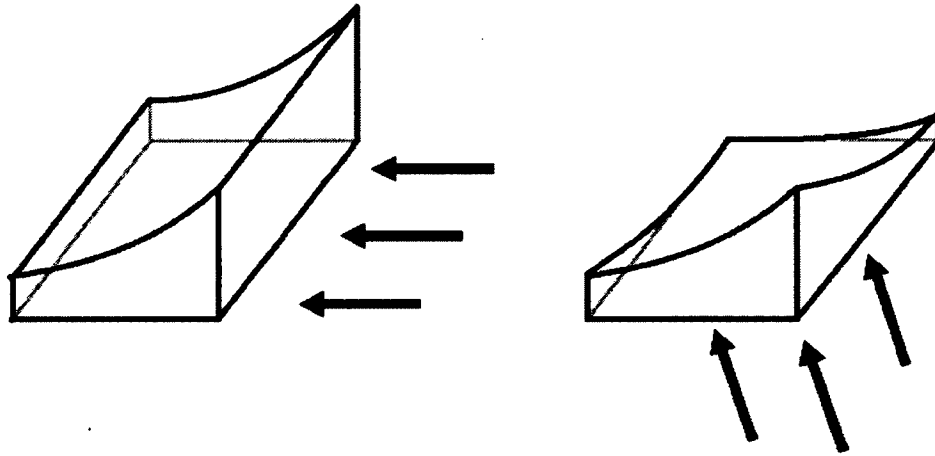


Figure 3.11 Volume de probabilité d'absorption selon différentes trajectoires de photons, soit directes (à gauche) et indirectes (à droite).

Ainsi, dès qu'une PAMP se déclenche, la fonction principale d'avalanche appelle la sous-fonction de diaphonie optique pour évaluer, à l'aide d'un générateur binomial, si une PAMP contiguë absorbe un photon *bremsstrahlung*. Par la suite, l'algorithme est identique à celui réalisé pour les DIC.

La diaphonie optique dégrade la résolution du nombre de photons reçus en induisant une surestimation de ce nombre. Plus les PAMP se situent près l'une de l'autre, plus la diaphonie optique augmente, mais en éloignant les PAMP la surface active se réduit. Le simulateur évalue l'impact de la diaphonie optique sur la résolution en intensité lumineuse de la matrice et permet de déterminer le meilleur compromis entre la surface active et le niveau de diaphonie optique.

Le bruit a une influence significative sur les performances du détecteur et il est important de l'inclure dans le modèle. Cependant, il est quasiment impossible de prévoir le bruit qui sera présent dans un détecteur pour une technologie de circuit intégré particulière. Il est

plus efficace d'utiliser des mesures de bruit effectuées sur des échantillons de PAMP dans la technologie visée et d'extrapoler ces mesures pour différentes configurations de la matrice du détecteur. Par exemple, plus les PAMP grossissent, plus elles deviennent bruitées (plus de volume donc plus de pièges augmentant le bruit thermique et les DIC). Aussi, des PAMP plus près les unes des autres engendrent plus de diaphonie optique. Puisque les dimensions des PAMP et l'espace les séparant influencent le PDE, il devient difficile de trouver un compromis optimisant les performances sans un simulateur qui inclut tous les phénomènes liés aux PAMP, y compris toutes les sources de bruit.

3.7 Électronique

L'électronique faisant la lecture des PAMP présente quelques opportunités de minimiser l'impact du bruit sur les performances. En effet, en ayant un circuit d'étouffement rapide, la quantité de porteurs générés pendant l'avalanche est minimisée. En conséquence, la PAMP provoquera moins de DIC, moins de diaphonie optique et moins d'échauffement menant à moins de bruit thermique. De plus, le bruit d'une matrice de PAMP peut causer des fausses détections et ajouter une incertitude sur la mesure en énergie. Ainsi, une électronique de lecture bien conçue pour la TEP permettra d'extraire l'estampe de temps et l'énergie du signal provenant du cristal tout en minimisant l'impact du bruit.

Deux modules électroniques distincts existent dans le simulateur : un module électronique local émulant l'étouffement de la PAMP et un module électronique global permettant la lecture de la matrice PAMP. Le premier consiste en une fonction appelée par le module *avalanche* et vérifie quelles PAMP sont actives, en étouffement ou en recharge. Il en existe deux versions, une émulant un étouffement actif et une lecture binaire, l'autre émulant un étouffement passif et une lecture analogique.

La lecture globale extrait les informations désirées de la liste de PAMP déclenchées. Dans le cas de la TEP, on cherche le temps d'arrivée du photon d'annihilation, donc le premier photon visible émis par le scintillateur, ainsi que l'énergie totale, soit la somme des photons émis pendant un événement donné. Un algorithme de lecture de base développé pour le simulateur est présenté à la section 3.7.3. Toutefois, d'autres algorithmes de lecture peuvent être testés grâce au simulateur afin de déterminer lequel est le plus fiable et le moins affecté par le bruit.

3.7.1 Étouffement actif et lecture binaire

Le module de lecture binaire joue deux rôles. D'abord, il fait le suivi de la recharge de tous les PAMP à partir du moment où celles-ci font feu. Ensuite, préalablement à la vérification du déclenchement de l'avalanche, le module détermine si la PAMP peut faire feu ou pas. Autrement dit, le module de lecture binaire gère l'état actif et inactif des PAMP de la matrice. Pour ce faire, il faut sélectionner une valeur de temps inactif $t_{inactif}$ par défaut pour toutes les PAMP. Ce temps inactif se compose du temps d'étouffement, du temps de recharge et de tout temps programmable où les PAMP restent en état d'inactivité. Ce temps d'inactivité volontaire variable permet de réduire le bruit causé par les DIC (section 3.6.2).

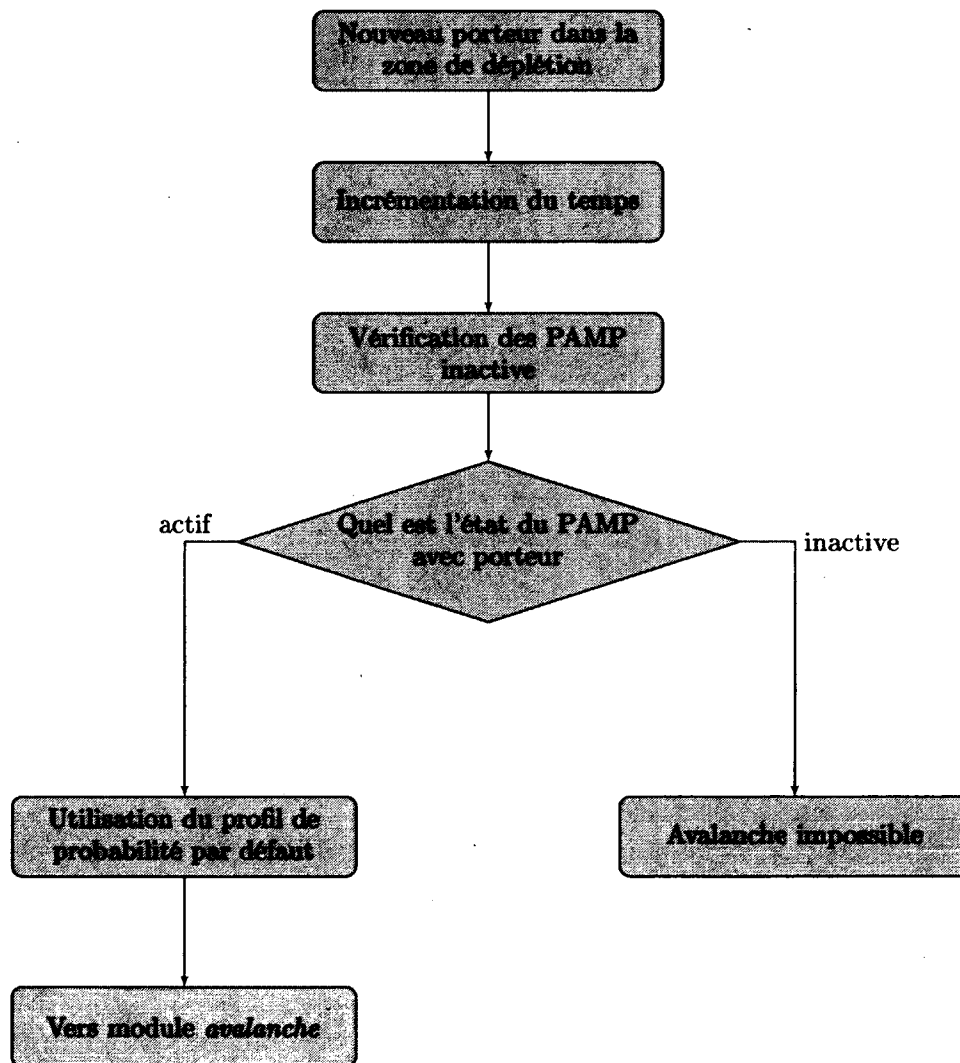


Figure 3.12 Algorithme du module d'étouffement actif à lecture binaire.

Une liste de l'état des PAMP, sous forme de compteurs, permet de réaliser ce suivi critique. Lors du déclenchement d'une PAMP, le simulateur met la valeur correspondante à cette PAMP dans la liste à $-t_{inactif}$. Ensuite, lors du traitement de chaque porteur par le module avalanche, la valeur de chaque élément de la liste incrémente selon la différence de temps entre le porteur courant et le porteur précédent. Finalement, avant de calculer les probabilités d'avalanche, le simulateur vérifie l'état de la PAMP en regardant la valeur du compteur correspondant. Si cette valeur est négative, la PAMP est inactive. Au contraire, une valeur positive indique que la PAMP est prête à faire feu. L'algorithme complet pour l'étouffement actif à lecture binaire est présenté à la figure 3.12.

Cette méthode permet de faire le suivi de l'état des PAMP avec une méthode de calcul optimale pour le langage matriciel utilisé. De plus, elle garde plusieurs similitudes avec la méthode étouffement passif avec lecture analogique présentée à la section suivante, rendant l'intégration plus simple.

3.7.2 Photomultiplicateur en silicium

Présentement, le type de matrice de PAMP le plus commun est le SiPM, où les PAMP, étouffées passivement avec une résistance de valeur élevée, sont branchées en parallèle. Le signal de sortie est alors la somme analogique des charges générées par chaque avalanche.

Pour émuler le comportement des SiPM, il devient nécessaire de suivre le processus d'étouffement et de recharge beaucoup plus précisément que pour une lecture binaire. Toutefois, un système simulant chaque charge, comme à la section 3.5.2, devient trop lourd pour une matrice de plusieurs centaines de PAMP.

Le mode d'action de la PAMP est donc divisé en trois segments dans l'approche SiPM :

1. Étouffement
2. Recharge
3. Actif

L'algorithme utilisé est schématisé à la figure 3.13. Au départ, toutes les PAMP démarrent en mode actif. Lorsqu'un porteur apparaît dans une PAMP, qu'il soit d'origine photonique, thermique ou autre, le module avalanche utilise le profil de probabilité calculé au départ de la simulation pour déterminer s'il y a avalanche. Si c'est le cas, le simulateur met la PAMP en mode étouffement. Dans ce mode, la PAMP ne réagit pas aux porteurs subséquents. Une fois l'étouffement terminé, après un délai fixé dans les paramètres d'entrée, la PAMP

se met en mode recharge. Pendant une recharge, si un porteur apparaît dans la PAMP, le simulateur recalcule le profil de probabilité d'avalanche avant l'évaluation par le module avalanche. S'il y a avalanche, le courant maximal est proportionnel à la tension de la diode à ses bornes. Il faut donc pouvoir connaître en tout temps l'état des PAMP, incluant la tension aux bornes de celles-ci.

Pour chaque nouveau porteur, le simulateur incrémente le temps dans le module d'étouffement. Pour toutes les PAMP en recharge, cela implique une modification de la tension appliquée sur la diode. Cette tension dépend du temps passé en recharge selon l'équation suivante :

$$V_{bias} = V_{max} \times [1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}}], \quad (3.19)$$

où V_{max} est la tension de polarisation visée et τ_r le taux de recharge déterminé par la résistance d'étouffement et la capacité de jonction. Lorsque la recharge atteint 95 % de son maximum, le simulateur met la PAMP en mode actif afin d'alléger la charge de calcul.

Il est important de noter que cette modélisation de la recharge de PAMP est très rudimentaire. En réalité, les PAMP voisines influencent la vitesse de recharge puisqu'elles agissent comme des capacités. Ainsi, une PAMP se recharge plus rapidement entourée de PAMP chargées que lorsqu'elle est entourée de PAMP étouffées ou pis encore, elles-mêmes en recharge.

Finalement, lors du déclenchement, le module d'étouffement passif additionne le signal généré au signal total. Les signaux individuels sont de la forme :

$$i_{PAMP} = \begin{cases} \frac{V_{max}}{R_d(e-1)} e^{\frac{t}{\tau_{avalanche}}} - 1 & \text{pour } t < t_{quench}, \\ I_{max} e^{-\frac{t}{\tau_{quench}}} & \text{pour } t > t_{quench}, \end{cases} \quad (3.20)$$

où R_d est la valeur de la résistance interne aux PAMP et I_{max} est le courant atteint au début de l'étouffement. Le simulateur prend en considération une certaine variation sur le développement de l'avalanche ; l'étouffement doit donc utiliser le courant maximal de l'avalanche en cours comme point de départ. $\tau_{avalanche}$ et τ_{quench} sont respectivement les temps de croissance du courant de l'avalanche et d'étouffement. De plus, le simulateur ajoute une variation statistique sur le délai entre l'arrivée du porteur et le départ de l'avalanche, ainsi que sur le début de l'étouffement. De même, si la PAMP est en mode

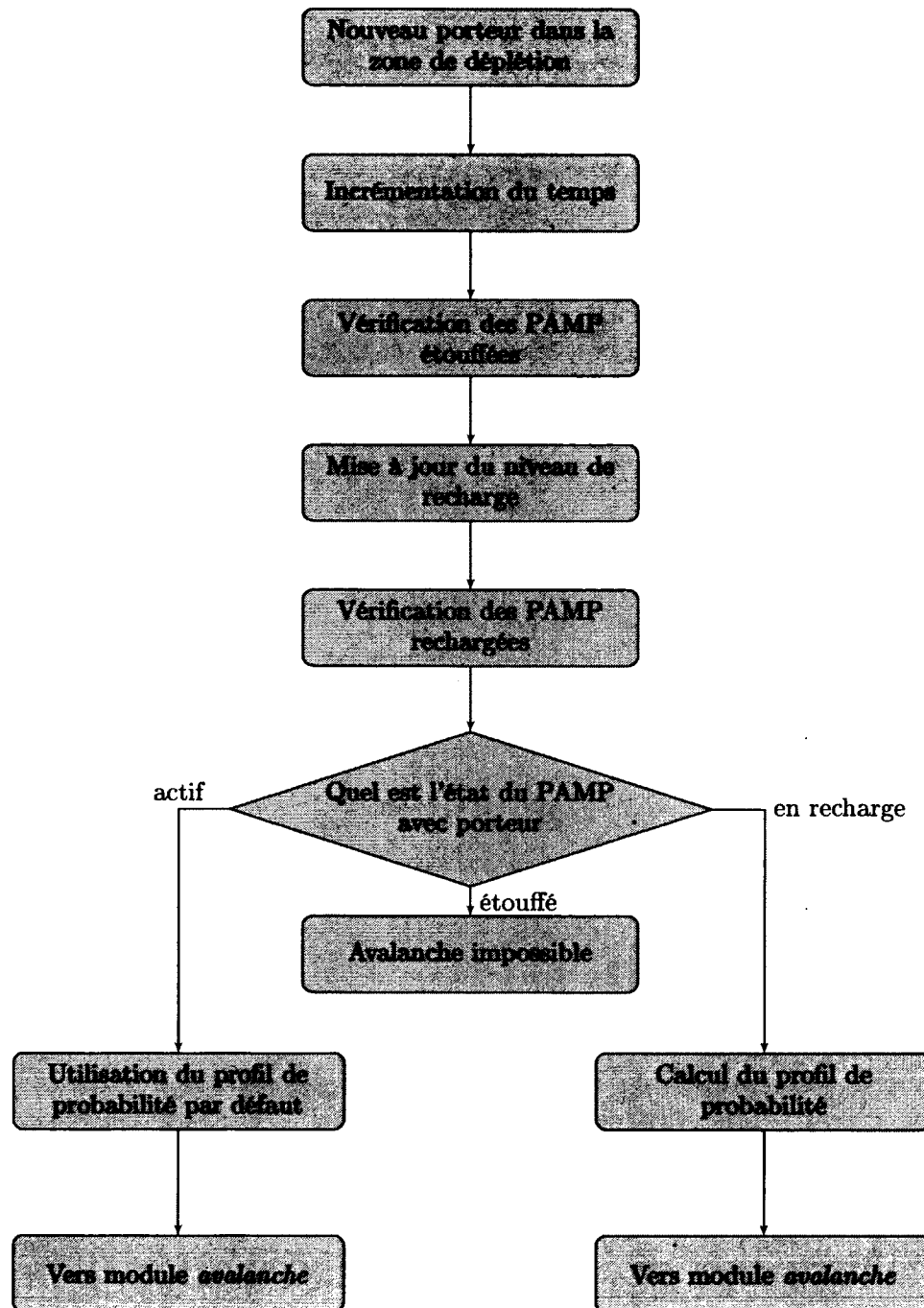


Figure 3.13 Algorithme du module d'étouffement de type SiPM.

recharge, la valeur V_{max} prend la valeur du niveau polarisation au moment de l'avalanche. La figure 3.14 montre l'allure du signal obtenu.

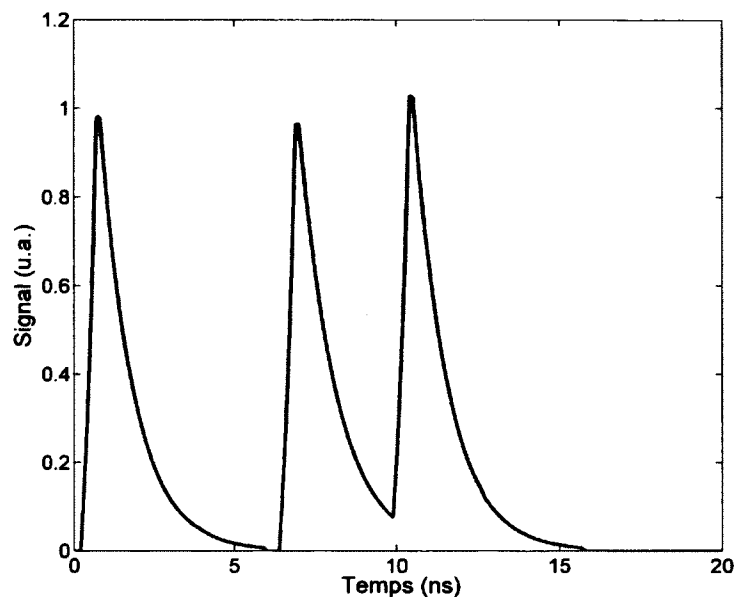


Figure 3.14 Exemple d'un courant de détection de trois PAMP distinctes dans un SiPM. La hauteur du signal a été normalisée au courant moyen d'une avalanche. On voit clairement les exponentielles croissantes et décroissantes.

Il est évident que la simulation de SiPM est plus complexe et plus exigeante en puissance de calcul que la simulation de matrices avec lecture binaire. Cependant, vu leur omniprésence sur le marché en ce moment, il est important d'inclure cette option dans le simulateur.

3.7.3 Émulation de l'algorithme de lecture des données

La littérature décrit plusieurs approches pour extraire les données d'un signal provenant d'un scintillateur. Le simulateur, ayant un module de lecture interchangeable, peut servir à étudier et comparer ces méthodes. Dans le cadre des travaux inclus dans ce mémoire, un seul algorithme, avec quelques variations mineures, a été implanté. Cet algorithme est décrit dans les paragraphes suivants.

Afin d'obtenir l'information en temps et en énergie, il est important de différencier les événements d'intérêt du bruit de la matrice de PAMP. Plusieurs approches sont possibles, mais à des fins de simplicité, la méthode retenue ici se base sur le principe des cadrans [Frach *et al.*, 2009]. Dans ce cas, la matrice de PAMP se divise en quatre cadrans. Pour que le système déclenche une lecture, le nombre de cadrans présentant de l'activité doit dépasser le seuil de détection prédéterminé. Par exemple, si l'on impose un seuil d'au moins trois

cadrons actifs, le système de lecture ne démarrera pas si seulement deux cadrons ou moins contiennent des PAMP en avalanche.

Une fois la lecture déclenchée, le module enregistre le temps de l'évènement et compte le nombre total de PAMP faisant feu, jusqu'à ce que l'activité repasse sous le seuil de cadrons actifs. Le simulateur note le nombre total de PAMP ayant fait feu afin d'estimer l'énergie. Cette énergie doit dépasser l'énergie minimale pour que le simulateur conserve un évènement. Après une lecture, le module de lecture devient insensible pour une période de temps représentant la réinitialisation de l'électronique.

Cet algorithme ne permet pas d'obtenir les meilleures performances pour une matrice de PAMP, mais il est suffisant pour démontrer les analyses possibles avec le simulateur.

3.7.4 Autres analyses

Le simulateur peut faire d'autres analyses que l'algorithme de lecture des données pour les évènements TEP. Premièrement, il peut réaliser une analyse de PDE de la matrice, sans la modélisation du scintillateur. Deuxièmement, il est possible de sauvegarder dans un fichier texte les simulations des évènements TEP, en amont du module d'interprétation des données, pour analyse dans un simulateur électronique. Les sections suivantes décrivent ces deux modes en détail.

PDE

Le simulateur peut évaluer le PDE pour une matrice donnée simplement en substituant les modules de scintillateur et de transport optique par un générateur de photons aléatoire (section 3.1.1) et le module de lecture de données par un compteur.

Le générateur de photons aléatoire génère un unique photon avec une distribution uniforme sur la surface de la matrice. La trajectoire de ce photon peut avoir un angle avec une distribution uniforme sur la demi-sphère vers l'intérieur du silicium.

Le compteur comptabilisant les avalanches inclut plusieurs compteurs qui s'incrémentent selon la zone absorbant le photon et selon la provenance du porteur ayant déclenché l'avalanche. Ainsi, le simulateur peut comparer l'efficacité de détection selon les zones des PAMP.

Simulateur électronique

Le module de lecture des données permet l'évaluation de la performance d'un algorithme, mais ne permet pas d'analyser la performance des éléments réalisant cet algorithme, soit

l'électronique. Il existe déjà sur le marché des simulateurs d'électronique numérique très performants ; il serait avantageux de les utiliser. Pour ce faire, il faut traduire l'information du simulateur de matrice de PAMP pour qu'elle soit lisible par le simulateur électronique. Ainsi, le simulateur peut, dans ce mode, écrire les informations provenant du module avalanche avant que le module de lecture les traite. Le fichier texte résultant contient l'information sur quelles PAMP ont fait feu, et à quel moment. Le simulateur électronique peut ensuite utiliser ce fichier comme signal d'entrée provenant "virtuellement" de tous les PAMP de la matrice. L'écriture du fichier texte peut aussi se faire selon les cadrans activés, ou selon un échantillonnage avec horloge.

La comparaison entre les résultats de l'algorithme de lecture du simulateur et du simulateur électronique pour des événements TEP identiques permet de vérifier, entre autre, la fiabilité de l'implantation électronique de l'algorithme de lecture.

Conclusion

Ce chapitre a présenté les modules composant un simulateur pour évaluer les performances d'une matrice de PAMP, spécifiquement dans un détecteur de photons 511 keV pour la TEP. Ce simulateur incorpore les effets du scintillateur, du transport optique, de l'absorption dans le silicium, l'avalanche, ainsi que toutes les sources de bruit. Les électroniques d'étouffement et de lecture sont aussi représentées afin de réaliser des analyses de performance, incluant la lecture d'énergie et de temps en mode TEP. D'autres modules d'analyse permettent de faire des études de PDE et de générer des fichiers servant de signaux d'entrée pour des simulateurs électroniques dédiés.

Malgré tous les éléments inclus, il reste encore certains détails à ajouter. Par exemple, le transport optique ne tient pas compte des couches d'isolant électrique au-dessus des PAMP. Le simulateur considère toutes les PAMP identiques, ce qui n'est pas réellement le cas. Une variation statistique sur les PAMP (profil de jonction, polarisation, température, etc.) pourrait être ajoutée. De plus, le comportement de l'électronique de recharge en mode analogique ne tient pas compte de l'état des PAMP voisins, ceux-ci influençant grandement le taux de recharge du PAMP.

Cela dit, le simulateur permet déjà de réaliser des études significatives sur la performance des matrices de PAMP et d'isoler les paramètres ayant la plus grande influence. Le chapitre 4 décrit les paramètres de configuration du simulateur et les tests modulaires vérifiant le fonctionnement de différents modules.

CHAPITRE 4

Paramètres de configuration et tests modulaires

Le simulateur a pour but de simuler le comportement d'une matrice de PAMP en fonction de plusieurs paramètres et ainsi permettre d'évaluer les performances de la matrice en terme de PDE, résolution en énergie et résolution en temps. Pour ce faire, avant même de démarrer la première simulation, il faut bien comprendre la signification de chaque paramètre d'entrée. Ceux-ci sont décrits à la première section de ce chapitre. De même, grâce à l'élaboration de plusieurs tests, la fonctionnalité des modules peut être vérifiée au besoin. Cela confirme la validité du code ainsi que de la conformité des paramètres d'entrée. Ces tests sont présentés à la section 4.2.

4.1 Paramètres de configuration

Certains paramètres de configuration du simulateur sont des constantes physiques ou sont fixés par la technologie de circuit intégré utilisée. Par contre, plusieurs paramètres offrent des degrés de liberté et peuvent être modifiés.

La séparation des paramètres en différentes catégories facilite leur gestion. Les catégories sont : les constantes, les dimensions, le silicium, le PAMP et l'électronique.

4.1.1 Constantes

Cette catégorie regroupe les constantes physiques nécessaires aux équations. Ces constantes auraient pu être écrites directement dans le code, cependant les écrire dans les paramètres apporte deux principaux avantages. D'abord, cette technique assure l'uniformité de la précision des constantes dans toutes les équations. Ensuite, les paramètres sont accessibles par un fichier Excel, ce qui facilite l'accès aux utilisateurs n'étant pas familiers avec la programmation.

Le tableau 4.1 montre les constantes présentes dans le fichier de paramètres. Les deux formes de la constante de Boltzmann facilitent l'utilisation de celle-ci dans différentes

équations. Malgré leur présence dans le fichier de paramètres d'entrée, ces valeurs ne devraient pas être modifiées.

Tableau 4.1 Les constantes utilisées dans le simulateur.

q	$1,60 \times 10^{-19}$	C	Charge de l'électron
q_eV	1	eV	Charge de l'électron
k	$8,617 \times 10^{-5}$	eV/K	Constante de Boltzmann
k_JK	$1,38 \times 10^{-23}$	J/K	Constante de Boltzmann
E0	$8,85 \times 10^{-14}$	F/m	Permittivité du vide
m0	$9,11 \times 10^{-31}$	kg	Masse de l'électron au repos

4.1.2 Dimensions

Cette catégorie de paramètres définit les dimensions physiques de la matrice de PAMP ainsi que des PAMP individuels. La figure 4.1 montre le modèle de base utilisé. Les PAMP rectangulaires forment une matrice rectangulaire avec un espace entre les PAMP constant. Par convention, la largeur (horizontale sur cette page) est la dimension x , la longueur (verticale sur cette page) est la dimension y et la dimension z est la profondeur (perpendiculaire à la surface de cette page).

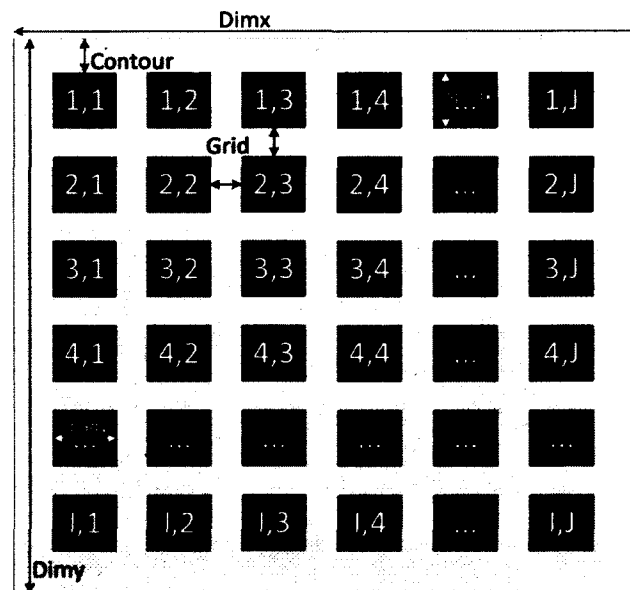


Figure 4.1 Matrice à base de rectangles et noms des dimensions.

Les paramètres $Dimx$ et $Dimy$ dépendent des six paramètres qui les précèdent dans le tableau. En effet, la dimension totale de la matrice dépend de la taille des PAMP et de l'espacement entre celles-ci. La taille totale inclut la bordure en périphérie de la matrice, nécessaire pour contrôler le gradient du champ électrique dans le silicium.

Tableau 4.2 Les paramètres de dimensions utilisés dans le simulateur

contour	17,5	μm	Largeur du contour de la matrice
grid	20	μm	Espace entre les régions actives du PAMP
spadx	30	μm	Largeur de la région active d'une PAMP
spady	30	μm	Longueur de la région active d'une PAMP
ncellx	22		Nombre de cellules en x
ncelly	22		Nombre de cellules en y
Dimx	1115	μm	Largeur totale de la matrice en x
Dimy	1115	μm	Longueur totale de la matrice en y
Dimz	60	μm	Profondeur de la gaufre (z)
spadtop	NDA	μm	Profondeur de zone de la PAMP fortement dopée en surface
spadwell	NDA	μm	Profondeur du puits de la PAMP à partir de la surface

La figure 4.2 montre la correspondance pour les paramètres en profondeur *spadtop* et *spadwell*. Il s'agit de la profondeur délimitant les zones de dopage dans le silicium. La profondeur est toujours relative à la surface du silicium. Ces informations sont protégées par un accord de non-divulgence (NDA) avec la fonderie.

Pour tout le texte, *surface* réfère à la zone fortement dopée et peu profonde tandis que *puits* réfère à la zone faiblement dopée et plus profonde. La zone de déplétion se situe à la frontière entre ces deux zones et empiète sur celles-ci. Attention à ne pas confondre avec les zones de diffusion supérieures et inférieures. Malgré leurs similitudes, les limites des zones de diffusion dépendent du champ électrique et non de la densité de dopants.

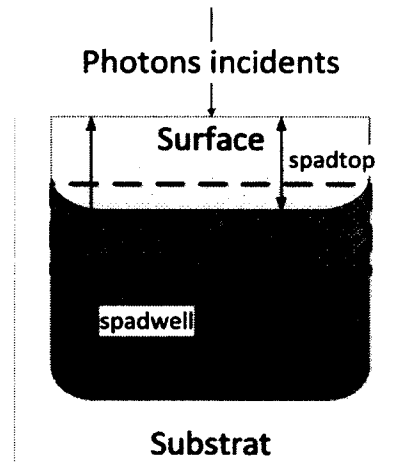


Figure 4.2 Dimensions de la PAMP en profondeur.

4.1.3 Silicium

Les paramètres dans le tableau 4.3 se rapportent à l'état du silicium composant la PAMP. D'abord, le *type* différencie entre les PAMP $p+$ sur n et $n+$ sur p . Le coefficient d'absorption *alpha* dépend de la longueur d'onde que la PAMP doit détecter. Ensuite, *nwell*, *ntop*, et *a* définissent le dopage de la diode et donc ses caractéristiques de fonctionnement. Une attention particulière doit être portée aux coefficients de mobilité, car ceux-ci dépendent des valeurs de dopage dans les zones [Streetman et Banerjee, 2006].

Tableau 4.3 Les paramètres du silicium utilisés dans le simulateur.

type	1		Valeur 1 pour un type $p+$ sur $nwell$, 0 pour $n+$ sur $pwell$
alpha	4,56	μm^{-1}	Coefficient d'absorption
nwell	<i>NDA</i>	cm^{-3}	Dopage du puit
ntop	<i>NDA</i>	cm^{-3}	Dopage en surface
a	<i>NDA</i>	cm^{-4}	Gradient de dopage
mun_N	<i>NDA</i>	$\frac{m^2}{V \times s}$	Mobilité des électrons dans la zone <i>surface</i>
mup_N	<i>NDA</i>	$\frac{m^2}{V \times s}$	Mobilité des trous dans la zone <i>surface</i>
mun_P	<i>NDA</i>	$\frac{m^2}{V \times s}$	Mobilité des électrons dans la zone <i>puits</i>
mup_P	<i>NDA</i>	$\frac{m^2}{V \times s}$	Mobilité des trous dans la zone <i>puits</i>
ni	$1,50 \times 10^{10}$	cm^{-3}	Porteurs intrinsèques à 300 K
Er	11,68		Permittivité relative du silicium
mch	0,386		Masse relative des trous pour conductivité
mce	0,26		Masse relative des électrons pour conductivité

Les quatre derniers paramètres sont caractéristiques du silicium et ne devraient pas subir de modifications. Les masses relatives des porteurs se multiplient avec la masse absolue de l'électron dans la section 4.1. Ces paramètres ne sont valides que pour des équations de conduction.

4.1.4 PAMP

Cette catégorie regroupe les paramètres s'appliquant spécifiquement aux PAMP. D'abord la tension de claquage de la PAMP, V_{break} , qui dépend entre autres du gradient de dopage a dans la catégorie Silicium. La surtension, ou *Overbias*, est la tension supplémentaire appliquée à la tension de claquage. Elle peut donc avoir une valeur négative dans les cas où la diode n'est pas en mode Geiger.

La catégorie PAMP inclut aussi les caractéristiques temporelles de l'avalanche, c'est-à-dire le délai nécessaire pour que le courant de l'avalanche atteigne un niveau détectable et la variation de ce temps. Ces valeurs sont tirées des simulations de type Monte-Carlo présentées à la section 3.5.2.

La majorité des autres paramètres de cette section se rapportent au bruit présent dans la diode. Il s'agit des valeurs se rapportant au bruit thermique ($DCRrate$), aux DICs (AP_{prob} , AP_{delay}) et à la diaphonie optique (*Crosstalk*).

Enfin, le paramètre température T sert dans les équations nécessitant la température de la PAMP. Pour l'instant, tous les paramètres qui dépendent de la température sont établis

Tableau 4.4 Les paramètres spécifiques aux PAMP.

Vbreak	19	V	Tension de claquage de la diode
Overbias	3	V	Surtension appliquée à la diode
SPADdelay	0,05	ns	Délai de la propagation de l'avalanche
SPADjitter	0.035	ns	Gigue sur la propagation de l'avalanche
DCRrate	100	$s^{-1}\mu m^{-2}$	Taux de bruit thermique
Crosstalk	0,0244		Probabilité de diaphonie optique entre deux PAMP
AP_prob	0,25		Probabilité de DICs
AP_delay	10	ns	Période moyenne des DICs
T	300	K	Température de la PAMP

pour 300 K. Des améliorations futures au simulateur pourront inclure une modification des paramètres selon l'écart entre T et la température de référence de 300 K.

4.1.5 Électronique

Les paramètres de cette section définissent les caractéristiques de l'électronique. Il s'agit de la section la plus flexible, puisque différents modes de lecture impliquent différents paramètres. Cela dit, les paramètres se rapportant au circuit d'étouffement, *Dead_time*, *Reset_time* et *RechargeDelay* sont toujours nécessaires.

Tableau 4.5 Les paramètres spécifiques à l'électronique.

Max_event_time	500	ns	Temps maximal d'un évènement enregistré par l'électronique
quad_limitx	11		Limite des cadrans en x
quad_limity	11		Limite des cadrans en y
Energy_threshold	25		Nombre minimum de PAMP activées pour garder un évènement TEP
TDC_reset_delay	35 000	ps	Délai de réinitialisation du TDC
TrigSignal	5	ns	Temps que le signal sortant du circuit d'étouffement est au niveau actif
RechargeDelay	10	ns	Temps avant que la PAMP soit rechargée, après le <i>Dead_time</i>
Dead_time	10	ns	Temps que la PAMP est complètement insensible
Reset_time	10	ns	Temps avant que l'électronique détecte un évènement produit pendant la recharge

Les autres paramètres réfèrent au mode de lecture décrit à la section 3.7.3. On retrouve les limites des cadrans (*quad_limitx*, *quad_limity*) ainsi que le seuil minimal d'énergie (*Energy_threshold*) pour qu'une fluctuation d'énergie soit conservée comme évènement

TEP. Le délai de réinitialisation (TDC_reset_delay) du *Time-to-Digital Converter* (TDC) détermine le temps pour que le système soit prêt à chronométrer un nouvel évènement, peut-importe si la détection précédente était valide ou non. *TrigSignal* indique la durée du signal binaire sortant du circuit d'étouffement tandis que *Max_event_time* indique la durée maximale que le système accumulera les données d'un évènement TEP.

Le seuil du nombre de cadrans nécessaire pour démarrer la détection ne se retrouve pas ici, car le simulateur évalue la lecture en utilisant les quatre seuils simultanément. Bref, à la fin d'une simulation, les résultats avec un seuil 1, 2, 3 ou 4 cadrans sont disponibles pour analyse.

4.2 Tests fonctionnels des modules du simulateur

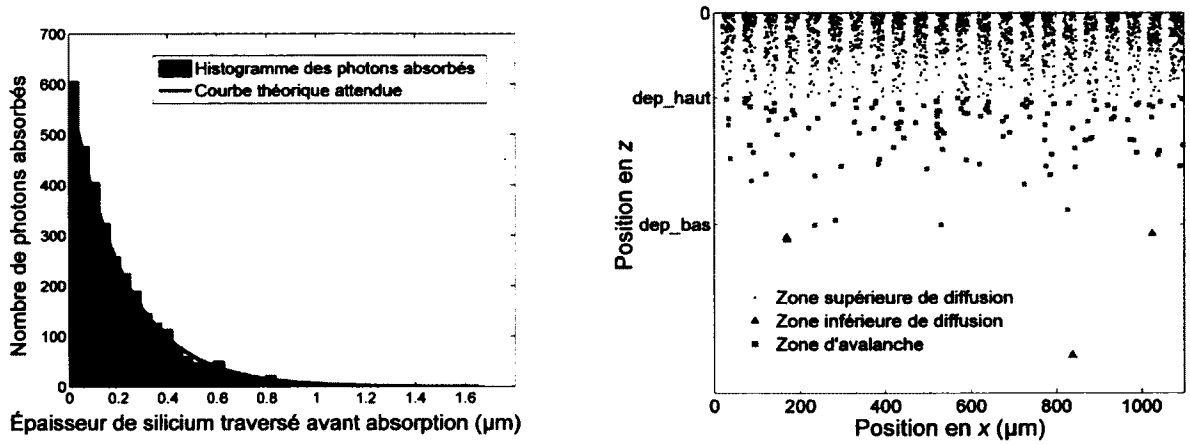
Chaque module du simulateur peut être exécuté individuellement pour vérifier son fonctionnement. Les résultats s'affichent dans un graphique permettant d'observer si le module réalise correctement la fonction désirée. Pour toutes les simulations suivantes, à moins d'avis contraire, les valeurs présentées à la section 4.1 furent utilisées.

Le premier test permet de vérifier le fonctionnement des modules *absorption* et *distribution géométrique*. Le résultat montre tous les porteurs qui sont sauvegardés à cette étape. Le deuxième test montre le fonctionnement du module de *diffusion*, soit la marche aléatoire d'un porteur. Le dernier test affiche les résultats du module *avalanche Monte-Carlo*, soit la croissance du courant d'avalanche dans une PAMP.

4.2.1 Absorption et distribution géométrique

Le premier module, l'absorption, doit déterminer la position d'absorption des photons. La distribution des absorptions est exponentielle en profondeur et celles-ci doivent se produire seulement sous les ouvertures des PAMP. La figure 4.3(a) montre cette distribution et l'allure attendue. Il y a une excellente concordance entre les deux.

Par la suite, le module trie les photoporteurs selon la zone dans laquelle ils se retrouvent (figure 4.3(b)). Les formes démontrent le triage effectué sur les porteurs, concordant avec les zones délimitées dans le volume actif. L'étiquette *dep_haut* est la limite supérieure de la zone de déplétion et *dep_bas* la limite inférieure de la zone d'avalanche. La fonction a classé les carrés dans la zone de déplétion, ces porteurs peuvent donc immédiatement déclencher une avalanche. Les points représentent des porteurs dans la zone supérieure de diffusion. Pour une PAMP $p+$ sur n , dans cette zone seuls les électrons peuvent atteindre la zone



(a) Profondeur de l'absorption photoélectrique. L'histogramme montre l'épaisseur de silicium traversé avant l'absorption et la courbe montre la distribution théorique attendue.

(b) Position de l'absorption photoélectrique et le triage des porteurs conséquents. Les carrés sont dans la zone de déplétion, les points sont dans la zone supérieure de diffusion et les triangles dans la zone inférieure de diffusion.

Figure 4.3 Position de l'absorption électrique selon la profondeur d'absorption et selon le triage effectué.

de déplétion. Ceux-ci subissent donc une marche aléatoire pour déterminer leur destin. Les triangles représentent les porteurs de la zone inférieure de diffusion, qui subissent le même sort que ceux de la zone supérieure, sauf que ce sont les trous qui seront suivis, les électrons ne pouvant déclencher d'avalanches de ce côté.

4.2.2 Marche aléatoire

La fonction régissant la marche aléatoire des porteurs dans les zones de diffusion possède aussi une option graphique permettant la vérification visuelle du fonctionnement. La figure 4.4 montre une telle marche aléatoire avec les paramètres de la section 4.1. Cependant, le volume accessible au porteur a été augmenté pour bien montrer une longue trajectoire.

Cette figure ne le montre pas, mais la vitesse du porteur pour chaque segment change aussi de manière aléatoire, selon la distribution expliquée à la section 3.4. Ce type de trajectoire se compare bien aux simulations de marche aléatoire retrouvées dans la littérature [Streetman et Banerjee, 2006; Weisstein, 2013; Wikimedia Foundation, Inc., 2013].

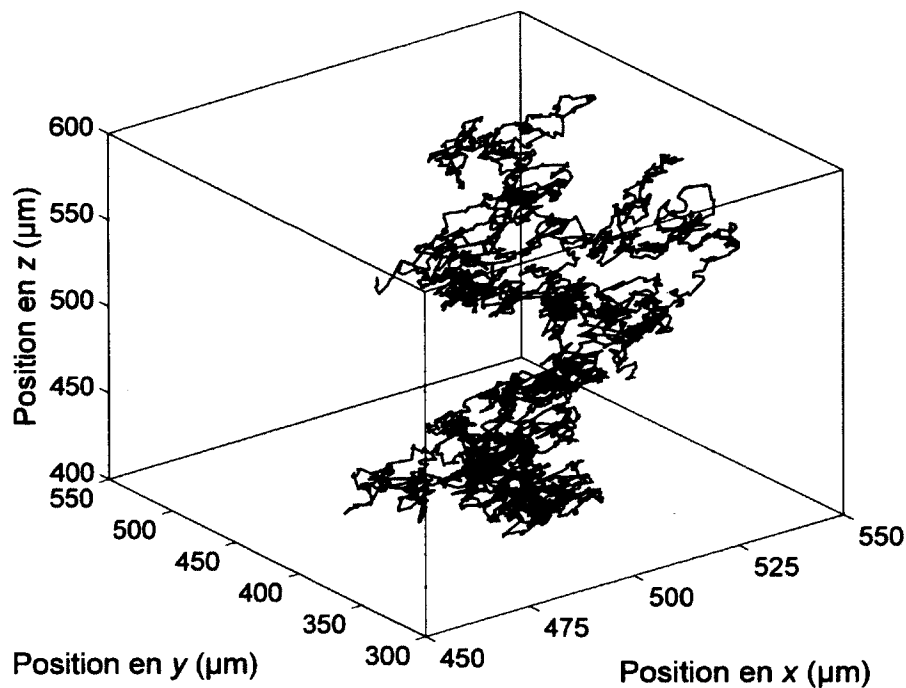


Figure 4.4 Trajectoire d'une marche aléatoire. La marche couvre un plus grand volume qu'une PAMP pour montrer un grand nombre de changements de direction.

4.2.3 Croissance de l'avalanche (Monte-Carlo)

Le module avalanche basé sur la méthode Monte-Carlo est un module individuel, externe au simulateur principal, vu l'importante puissance de calcul nécessaire. Les équations régissant ce module sont expliquées à la section 3.5.2.

La figure 4.5 montre le courant instantané traversant la PAMP dans le temps. Ce courant subit plusieurs variations stochastiques, ce qui induit des variations dans le temps de détection, le temps d'étouffement, ou même qui s'autoétouffe avant d'atteindre le seuil de détection.

Les simulations Monte-Carlo ci-présentes ont été sélectionnées pour montrer des cas particuliers. La plupart des simulations se rapprochent de la courbe grise à un seul lobe, plutôt que des autres courbes. Le courant de départ n'est pas le même dans les quatre cas, puisque le courant induit dépend de la vitesse initiale de la particule, qui change d'une simulation à l'autre.

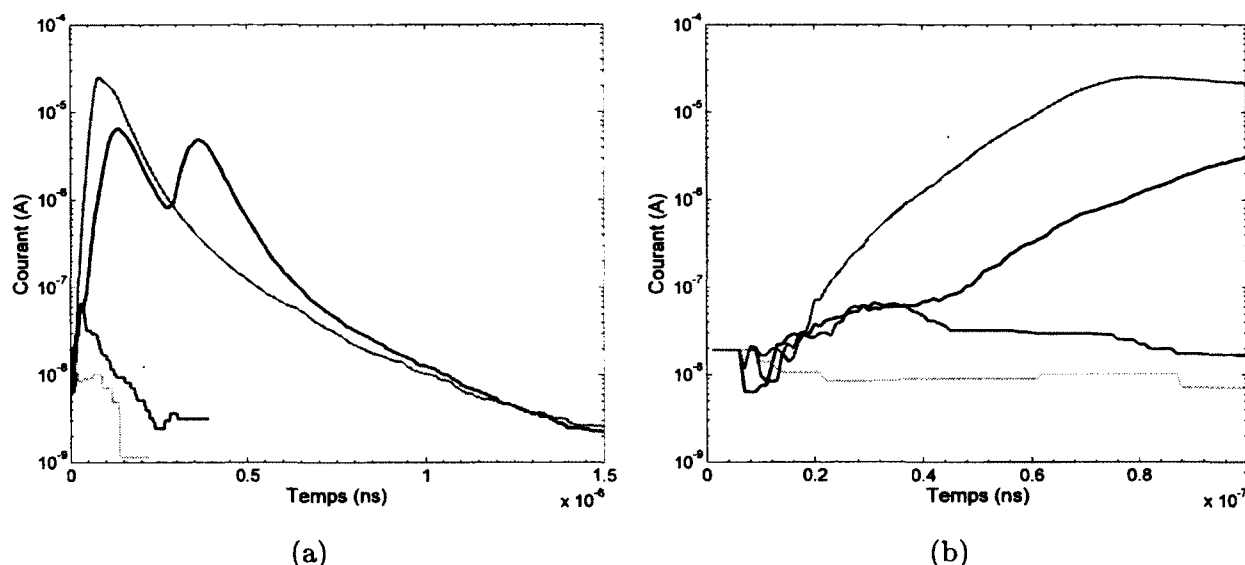


Figure 4.5 Quatre exemples d'une simulation Monte-Carlo d'une avalanche. La figure (a) montre le développement de l'avalanche et son étouffement. La figure (b) montre un agrandissement de la croissance de l'avalanche.

Ce module ne s'intègre pas directement dans le simulateur de la matrice. Il sert à évaluer la croissance de l'avalanche dans une PAMP particulière. Ces résultats permettent d'estimer les courbes de courants typiques d'une PAMP et donc d'estimer le délai et la gigue en temps lors de la détection d'un photon.

Conclusion

Ce chapitre a débuté en détaillant le rôle des paramètres servant à configurer le simulateur pour une matrice particulière. Ces paramètres permettent de simuler une grande variété de matrices de PAMP dans le but d'optimiser les performances pour une application donnée.

Ensuite, les simulations modulaires permettent de vérifier le fonctionnement des modules du simulateur, mais donnent aussi une vue plus détaillée pour isoler la cause d'un comportement du détecteur.

Maintenant que le simulateur fonctionne selon les spécifications prévues, le prochain chapitre montre les résultats et la discussion de simulations PDE et TEP.

CHAPITRE 5

Résultats de simulations globales et discussion

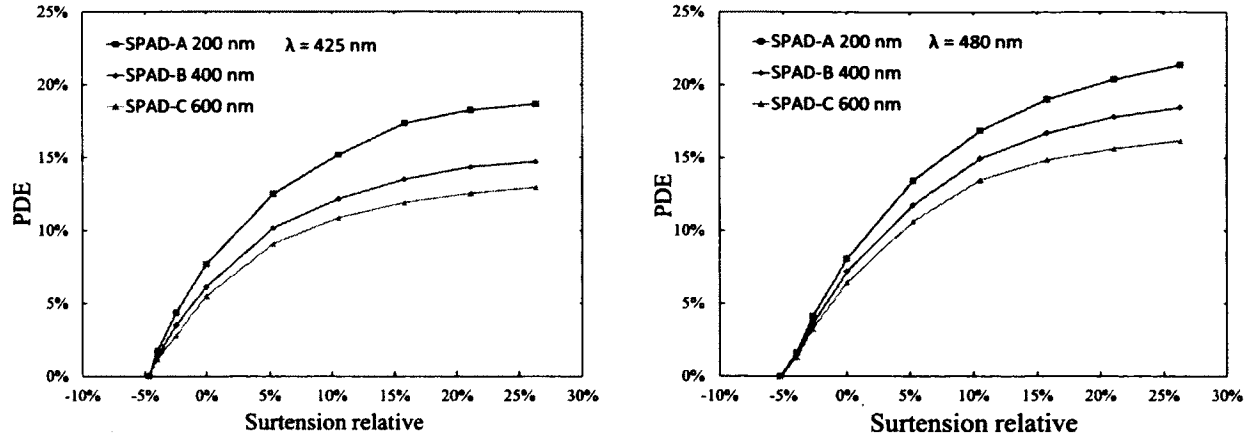
Le simulateur peut fonctionner selon plusieurs modes. D'abord, le mode le plus simple simule l'efficacité de détection, soit le PDE, de la matrice. Ce mode fonctionne sans cristal et sans électronique de lecture. Ensuite, le mode TEP montre des résultats beaucoup plus intéressants. En incorporant l'information du scintillateur et de l'électronique de lecture, il devient possible de simuler le comportement du photodétecteur de manière plus réaliste. Enfin, en combinant plusieurs simulations d'évènements TEP individuels, le simulateur obtient la résolution en énergie et la résolution en temps du détecteur.

5.1 PDE

La simulation du PDE consiste à envoyer un photon à la fois, à une position aléatoire sur la matrice et à vérifier si une PAMP l'a détecté. Cet exercice est répété plusieurs fois ; à la fin on obtient le rapport entre les photons détectés et le nombre total de photons envoyé, c'est-à-dire, le PDE. Pour cette simulation, aucun bruit n'est ajouté, puisque l'on recherche seulement le rapport entre les photons détectés et les photons incidents. Le PDE ne prend pas en considération le bruit de la matrice. Le simulateur ne peut simuler qu'une seule longueur d'onde et une seule tension de polarisation à la fois. Donc, pour obtenir les résultats présentés à la figure 5.1, la simulation a été répétée pour chaque point.

Chaque courbe de la figure 5.1 représente des PAMP dont la structure de la jonction se situe à des profondeurs différentes. Les deux longueurs d'onde utilisées sont dans le bleu, soit à 425 nm et 480 nm, des couleurs que le silicium absorbe en surface, d'où l'efficacité accrue du SPAD-A.

La simulation du PDE est rapide et donne un bon indicatif de performance du photodétecteur. Cependant, il s'agit d'un indicatif très général, qui ignore les sources de bruit dégradant le signal. Le simulateur en mode TEP permet d'inclure les effets du bruit ainsi que les effets de saturation sur les performances.



(a) PDE pour une longueur d'onde incidente de 425 nm. (b) PDE pour une longueur d'onde incidente de 480 nm.

Figure 5.1 Efficacité de détection de trois PAMP avec leur zone de déplétion placée à trois profondeurs distinctes. Pour SPAD-A le paramètre *spadtop* est à 200 nm, pour SPAD-B à 400 nm et pour SPAD-C à 600 nm.

5.2 Détection d'un évènement TEP

La simulation d'un évènement TEP consiste en la simulation de l'interaction d'un photon 511 keV dans le scintillateur et la détection des photons du spectre visible résultant. Cette simulation nécessite l'obtention d'un vecteur d'entrée de photons extrait du scintillateur. Ce vecteur s'obtient grâce à la suite logicielle DETECT2000. Le fonctionnement général du simulateur peut être vérifié en étudiant les caractéristiques du signal avant et après la photodétection. En effet, le signal devrait être fondamentalement similaire, soit une courbe exponentielle croissante très rapide suivie d'une décroissance exponentielle relativement lente (40 à 42 ns). Pour les temps de croissance, le simulateur utilise présentement 500 ps, se basant sur les mesures les moins rapides de la littérature, puisque notre scintillateur a une forme en aiguille plutôt que la forme cubique utilisée pour ces mesures. Cependant, des mesures plus récentes indiquent que le temps de croissance serait entre 70 et 200 ps. le temps de croissance utilisé sera donc ajusté pour de prochaines simulations [Derenzo, 2000; Mao *et al.*, 2008; Seifert *et al.*, 2012a].

La figure 5.2 montre le signal de sortie du photodétecteur, après le circuit d'étouffement, mais avant la lecture de la matrice. Chaque PAMP déclenchée est représentée par un pulse de 5 ns et le signal est la somme des pulses actifs. L'interaction dans le cristal se produit à 50 ns, de manière à ce que le signal soit précédé d'une période de bruit à titre comparatif. La courbe pointillée indique le signal théorique de l'émission de lumière du cristal. On

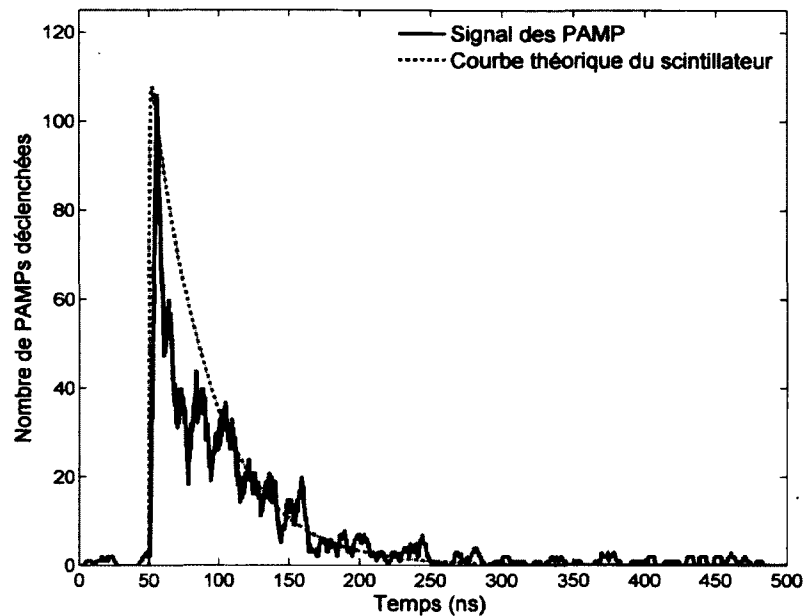


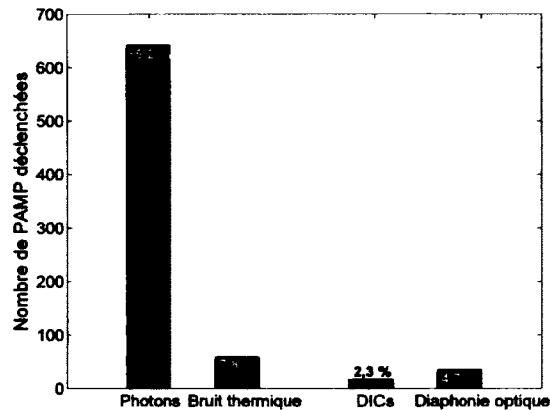
Figure 5.2 Nombre de PAMP déclenchées lors d'un événement TEP typique. La courbe pointillée représente la croissance et décroissance théorique du signal lumineux provenant du scintillateur.

remarque un délai au maximum, dû au transport de la lumière et au délai des PAMP, ainsi que des creux périodiques indiquant une saturation de la matrice.

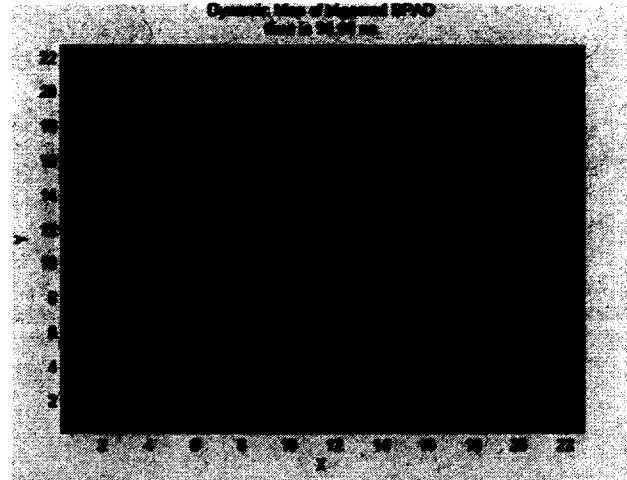
En plus du graphique produit, le module avalanche extrait plusieurs statistiques sur le parcours des photons. Entre autres, le nombre de photons absorbés dans les différentes zones et le nombre d'avalanches totales produites. Ces statistiques permettent de vérifier si la probabilité d'avalanche totale concorde avec celle attendue.

Enfin, le système note la source de toutes les avalanches, ce qui permet d'isoler les sources de bruit du signal photonique. Ces statistiques permettent de vérifier le fonctionnement des générateurs de nombres aléatoires, cette fois-ci pour les sources de bruit. De plus, à des fins de démonstration, une vidéo d'un événement TEP a été créée pour montrer la distribution spatiale et temporelle des déclenchements sur la matrice. Une image tirée de cette vidéo se retrouve à la figure 5.3 avec un histogramme des sources de bruit.

Il faut noter que l'histogramme montré n'est que pour un seul événement 511 keV, le même que celui présenté à la figure 5.2. Les vérifications de fonctionnalité de ces modules, se font avec plus de 50 000 événements, afin d'obtenir des statistiques significatives. À partir de la simulation d'événements TEP individuels, on extrait la résolution en temps et en énergie du détecteur.



(a) Histogramme du nombre total de déclenchements selon leur source pendant un événement 511 keV.



(b) Extrait d'une vidéo montrant la distribution spatiale et temporelle des photons (verts), bruit thermique (rouge), DIC (bleus) et diaphonie optique (rose).

Figure 5.3 Nombre de PAMP déclenchées selon leur source.

5.3 Mesure de la résolution en énergie

La résolution en énergie est un des indicateurs de performance en TEP qui est régie principalement par la performance du module de détection des photons d'annihilation. La résolution en énergie est tirée du spectre en énergie, dont quatre exemples sont présentés à la figure 5.4.

Il s'agit de simulations de 53 480 événements TEP, ceux-ci ayant été précédemment créés grâce à DETECT2000. Il y a donc des événements de type photoélectrique et Compton, avec une distribution qui dépend du type de scintillateur utilisé, ici un cristal de LYSO de dimensions $1.115 \times 1.115 \times 12 \text{ mm}^3$. Toutes les simulations de spectres en énergie utilisent la même source de 53 480 événements TEP et les mêmes graines pour les générateurs de nombres aléatoires, de telle sorte que ce soit toujours les mêmes signaux de la matrice qui soient lus. Toutes les différences dans les simulations suivantes sont donc dues aux variations sur les paramètres. Dans ce cas-ci, seuls les seuils de lecture varient.

La section 3.7 explique l'algorithme de lecture utilisé. Cet algorithme se base sur l'activité présente dans les cadrans de la matrice pour déterminer le début et la fin du signal. Le seuil d'activité peut être de 0,5 cadran, où un seul cadran suffit pour activer la lecture. Pareillement, un seuil de 1,5 nécessite deux cadrans ayant des PAMP actives, 2,5, trois cadrans et 3,5 nécessite l'activation de tous les cadrans. Les quatre graphiques présentés dans la figure 5.4 montrent ces quatre cas.

Les paramètres de simulation incluent aussi un seuil minimal d'énergie, en dessous duquel les événements sont rejetés. Ici, ce seuil a été mis à 25 PAMP déclenchées sur toute la matrice en un seul événement, c'est-à-dire entre le début et la fin de la lecture telle que dicté par l'activité dans les cadrans. Selon la configuration actuelle, 25 PAMP équivaut à environ 35 keV. Ainsi, pour le premier seuil, le module de lecture a rejeté 1794 événements, 2390 pour le deuxième, 3248 pour le troisième et 4584 pour le quatrième seuil. Tel que prévu, plus le seuil est élevé, plus d'événements sont rejetés.

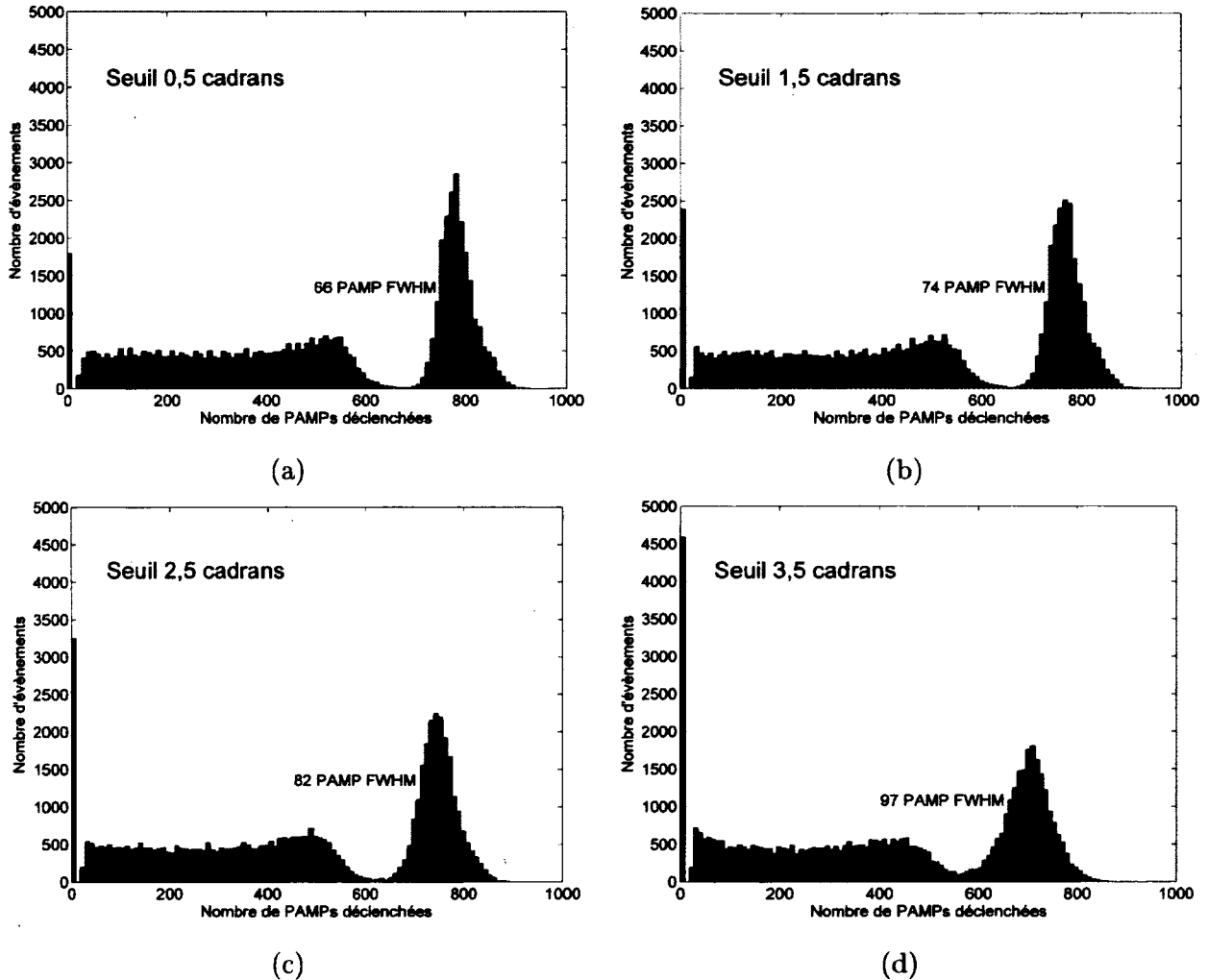


Figure 5.4 Spectres en énergie non corrigés pour une simulation sans bruit dans la matrice, avec un seuil à 0,5, 1,5, 2,5 et 3,5 cadrans de gauche à droite et de haut en bas. La barre à 0 PAMP indique le nombre d'événements rejetés, qui augmente en fonction du seuil. Les variations d'un seuil à l'autre sont causées par la distribution spatiale et temporelle des photons qui ne sont pas uniformes.

Les spectres diffèrent selon le seuil car le signal de départ et de fin de la lecture dépend de celui-ci. Avec un seuil bas, le seuil est atteint plus rapidement donc la lecture débute plus

tôt. De même, le signal reste au-dessus du seuil plus longtemps, donc la lecture se prolonge plus longtemps que si le seuil était plus haut. Puisque ces simulations n'ajoutent aucun bruit provenant des PAMP, une lecture plus longue, avec le seuil le plus bas, englobe une plus grande proportion du signal. Conséquemment, moins d'évènements sont rejetés parce que le nombre de PAMP déclenchés est trop bas, et la lecture du total subit moins de variations. Toutefois, lorsque le bruit s'ajoute, un seuil trop bas cause le déclenchement de lectures sans qu'il y ait un véritable évènement, augmentant drastiquement le nombre d'évènements rejetés ou ayant une estampe de temps erronée, tel que discuté à la prochaine section.

Le spectre en énergie obtenu directement suite aux simulations, tel que montré à la figure 5.4 doit être linéarisé. En effet, une matrice de photodiodes est un détecteur non linéaire ; la réponse devient sous-proportionnelle au signal lorsque celui-ci augmente. Ceci s'explique par le temps que les PAMP sont insensibles suivant à une détection.

La figure 5.5 illustre l'effet non linéaire de la matrice. On voit bien que pour les évènements créant beaucoup de photons la réponse tend vers une valeur de saturation. Il faut donc corriger le spectre en énergie avant d'en extraire la résolution en énergie. Ce même graphique permet d'extraire la relation entre le nombre de photons incidents et le nombre de PAMP déclenchées et ainsi linéariser le spectre en énergie.

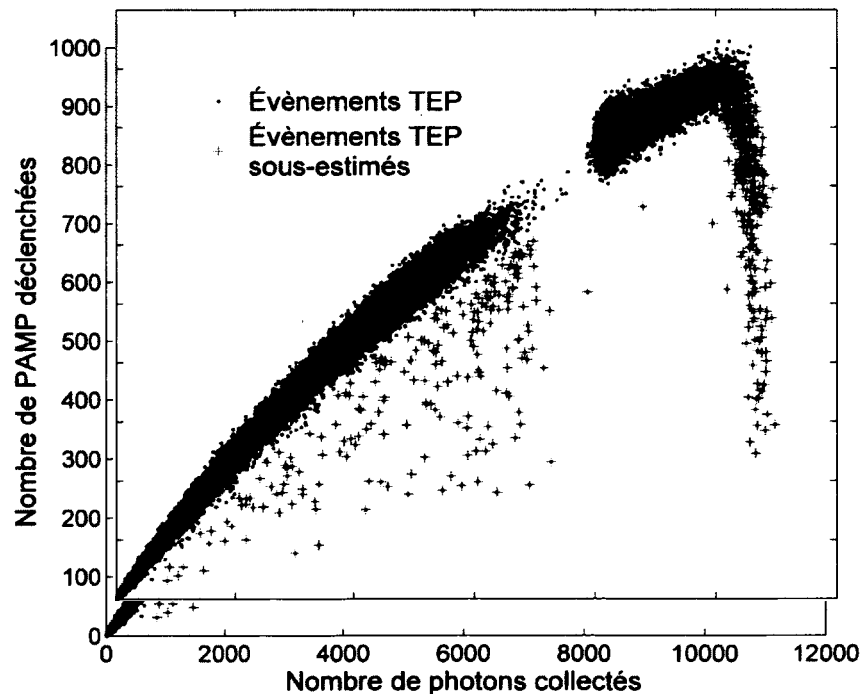


Figure 5.5 Relation entre le nombre de photons atteignant la matrice de PAMP et le nombre de PAMP déclenchées.

La figure 5.5 illustre aussi un autre phénomène caractéristique des matrices de PAMP. Une petite proportion des points du graphique se retrouvent sous la courbe principale. En ajoutant une troisième variable, la position verticale dans le cristal, comme à la figure 5.6, ce phénomène s'explique assez bien. En effet, en s'attardant sur le pic photoélectrique situé à droite du graphique, on observe que plus l'interaction se situe près de l'interface scintillateur-photodétecteur, plus le nombre de photons qui sortent du cristal et atteignent la surface de la matrice augmente. Vu une émission isotrope dans le cristal, plus l'interaction s'approche de la l'interface scintillateur-détecteur plus l'angle de collection directe est grand, donc plus le nombre de photons traversant la fenêtre de détection (photons collectés) augmente. Attention à ne pas confondre les axes. Le nombre d'interactions avec les photons 511 keV augmente lorsqu'on se déplace plus proche de la source, soit à 12 mm, comme le montre les colonnes de plus en plus haute vers cette position. De l'autre côté, vers la position 0 mm, les colonnes sont moins hautes car il y a moins d'interactions à cette profondeur, mais pour chacune de ces interactions, plus de photons sortent du cristal, tel que démontré par la déviation vers la droite sur l'axe *Nombre de photons collectés* que prend le pic photoélectrique. La vallée de Compton, située à gauche du pic, suit la même trajectoire.

Malgré l'augmentation du nombre de photons collectés lorsque l'interaction se rapproche de l'interface scintillateur-détecteur, le nombre de PAMP déclenchées diminue drastiquement. Rappelons qu'un déclenchement de PAMP équivaut à un seul photon, même si une dizaine de photons frappe la PAMP simultanément. Conséquemment, lorsque la source de photons, i.e. l'interaction, est très près de la surface de détection, ceux-ci ne peuvent s'étaler sur toute la surface de détection. Les photons réagissent donc avec les mêmes quelques PAMP, donnant une lecture erronée de l'énergie. Cela dit, la proportion d'événements subissant ce phénomène reste sous 1% du nombre total d'événements ; l'erreur induite demeure donc minime.

La figure 5.7 montre un spectre en énergie d'une simulation avec bruit, avant et après sa linéarisation. Toutes les valeurs de résolution en énergie réfèrent au spectre linéarisé. La méthode pour obtenir la résolution en énergie relative débute en centrant le pic photoélectrique à 511 keV, étape qui a été réalisée en même temps que la linéarisation. Ensuite, une courbe normale ajustée est superposée au pic photoélectrique. Cette courbe facilite l'extraction de la valeur de la variance, ici traduite en largeur mi-hauteur (LMH). La résolution en énergie est le rapport entre la LMH et la valeur centrale de 511 keV. Sur la figure 5.7(b), la résolution en énergie est donc de 14,2 %.

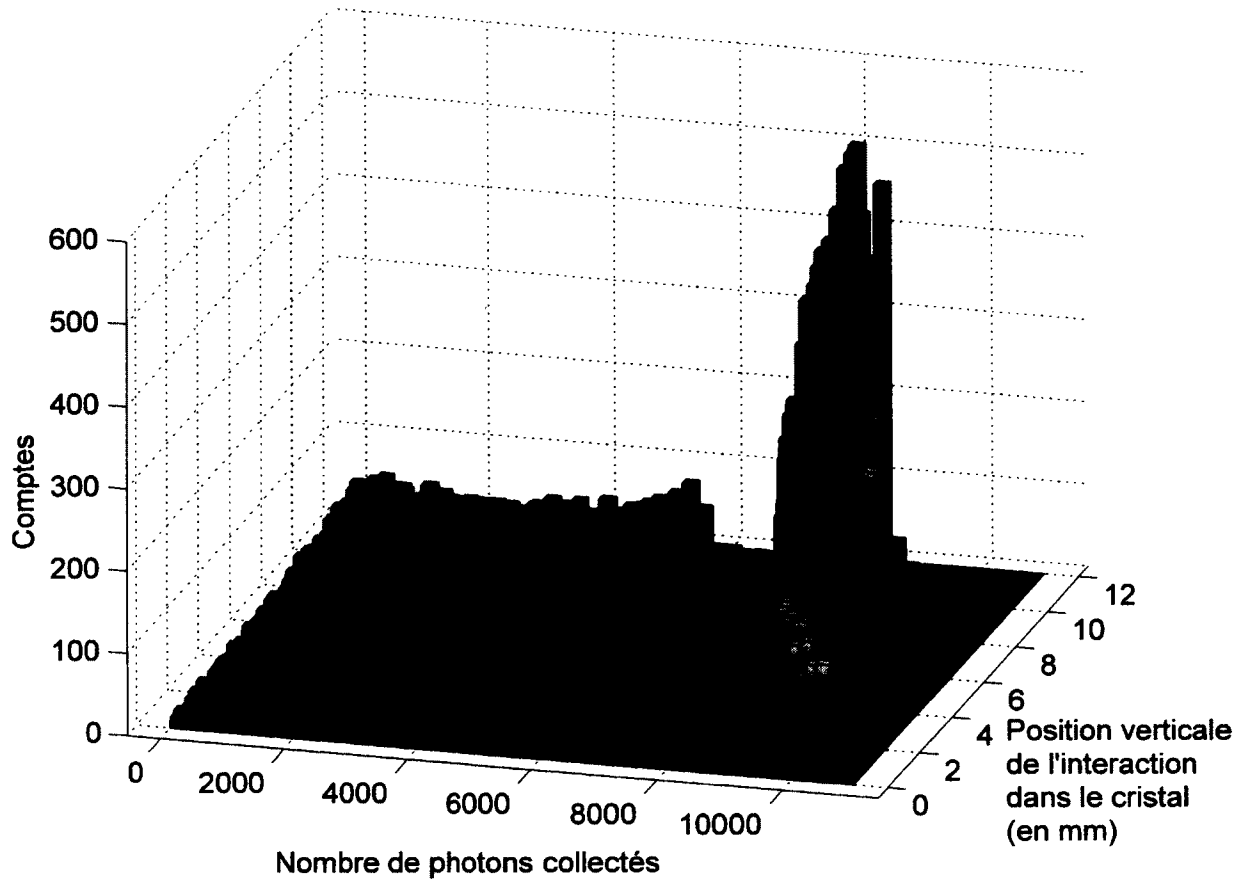


Figure 5.6 Effet de la position de l'interaction dans le scintillateur. Le graphique montre la relation entre le nombre de photons collectés, la position de l'interaction dans le scintillateur et le nombre de PAMP déclenchées.

La résolution en énergie du scintillateur simulé équivaut à environ 3 %, ce qui sous-estime l'incertitude qu'il ajoute au signal. Intrinsèquement, le LYSO, le type de scintillateur utilisé dans les simulations, atteint une résolution en énergie d'environ 8 % pour un cube de $20 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$ et une énergie de 511 keV. La forme du scintillateur dégrade cette résolution au fur et à mesure que l'on s'éloigne d'une forme cubique [Pauwels *et al.*, 2012; Swiderski *et al.*, 2012].

Pour obtenir la résolution en énergie du photodétecteur isolé, il faut soustraire la contribution du scintillateur en quadrature.

$$\sqrt{(14,2\%)^2 - (3\%)^2} = 13,9\%$$

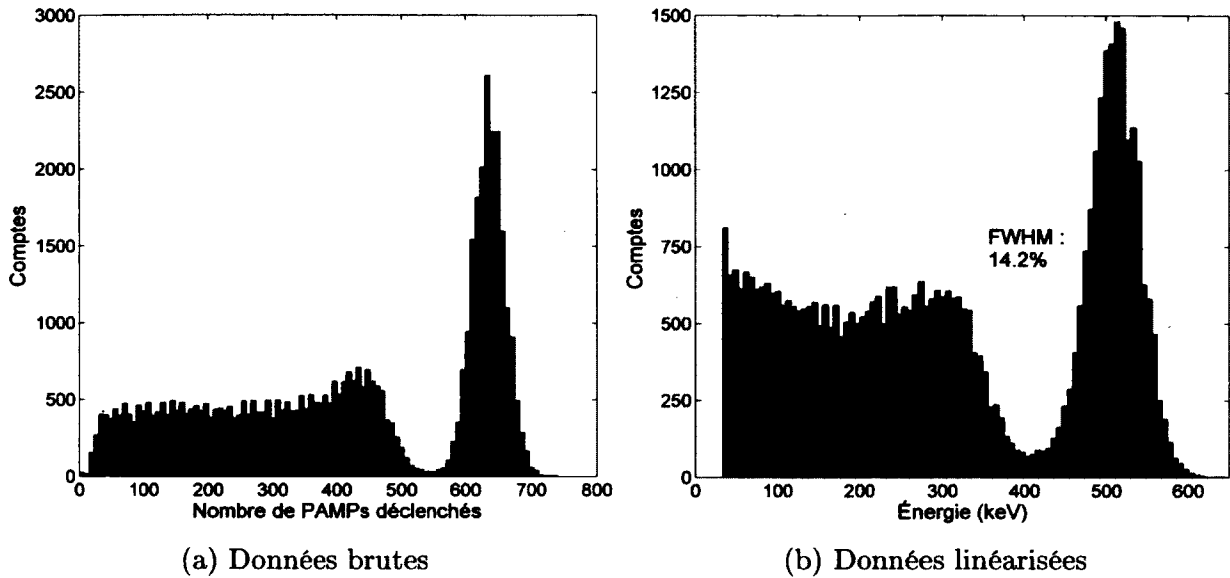


Figure 5.7 Spectre en énergie pour une matrice de PAMP avec 100 *cps*/ μ m de bruit thermique, 15% de probabilité de DIC et 2,44 % de probabilité de diaphonie optique directe. Le seuil de lecture est à 1,5 cadrans.

Le photodétecteur contribue largement à la dégradation de la résolution en énergie. Le rapport de surface sensible, le temps mort et le mode de lecture de l'électronique contribuent tous à cette dégradation. La section 5.5 décrit à cet effet une méthode pour améliorer la résolution en énergie du photodétecteur.

5.4 Mesure de la résolution en temps

La résolution en temps des PAMP est un de leurs plus grands avantages par rapport aux autres photodétecteurs sur le marché. C'est aussi l'aspect qui profitera le plus à la TEP. Les simulations suivantes montrent la performance temporelle du détecteur selon les seuils de détections des cadrans.

Les figures 5.8 et 5.9 montrent la réponse temporelle du détecteur aux mêmes événements TEP que ceux utilisés pour obtenir les spectres en énergie. Donc les événements n'ayant pas suffisamment d'énergie pour être conservés n'apparaissent pas sur ces graphiques. L'interaction du photon 511 keV dans le scintillateur s'est produit à l'instant 100 ns pour ces simulations. Ceci donne le temps à l'algorithme de lecture de terminer son état transitoire et de réagir au bruit précédant l'interaction s'il y a lieu. Ici, aucun bruit n'a été ajouté, mais le 100 ns a été conservé par souci de continuité.

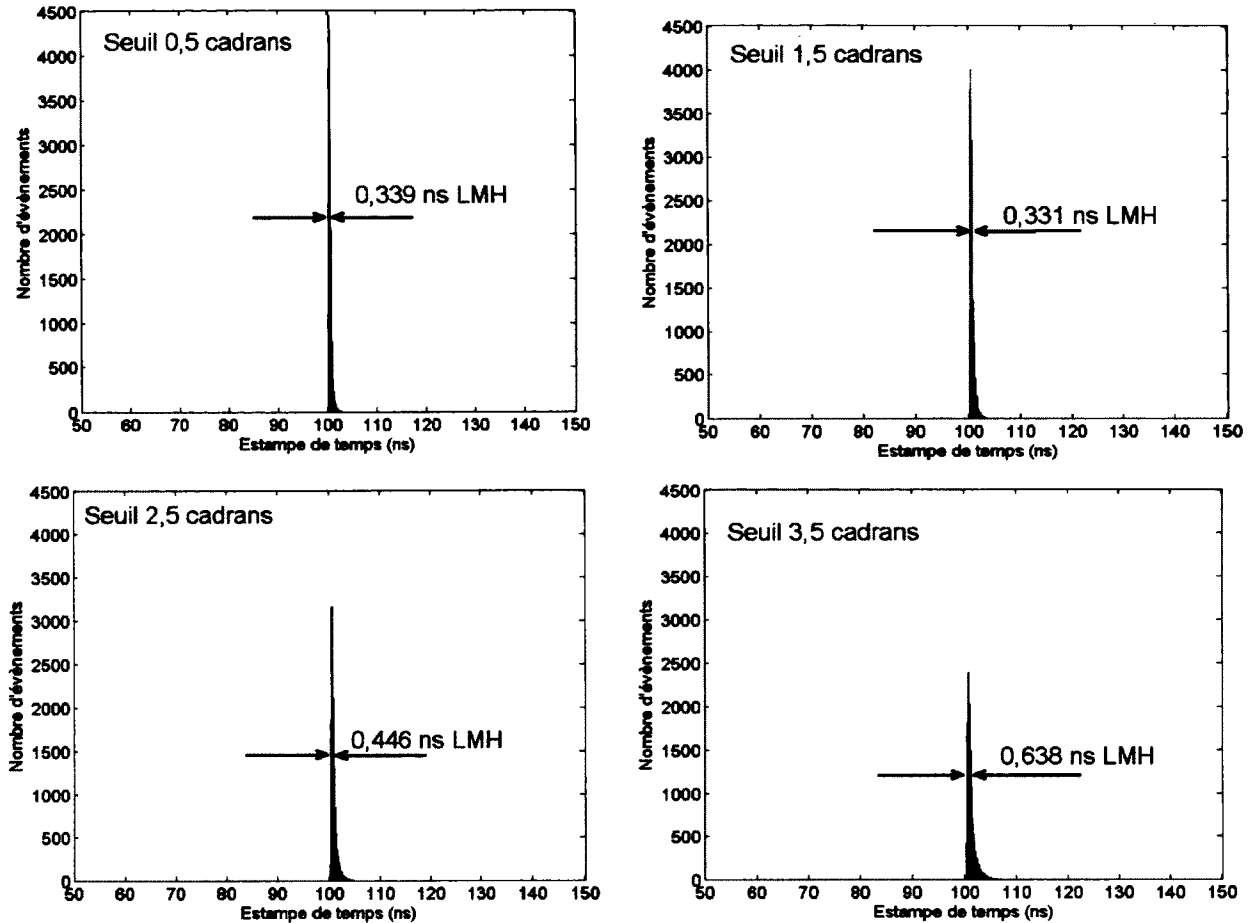


Figure 5.8 Spectres en temps pour une simulation sans bruit, avec un seuil à 0,5, 1,5, 2,5 et 3,5 cadrans de gauche à droite et de haut en bas.

Les spectres en temps montrent bien qu'en absence de bruit provenant des PAMP, les estampes de temps se concentrent juste après 100 ns, tel que prévu. La figure 5.9 montre les mêmes quatre graphiques agrandis pour mieux discerner le pic.

Simultanément, la simulation de l'estampe de temps permet d'isoler les cas où celle-ci est erronée, c'est-à-dire au-delà de l'intervalle acceptable pour une estampe de temps. En effet, lorsque du bruit est ajouté, celui-ci peut faire déclencher une lecture prématurément ou en retard, particulièrement avec un seuil très bas. Ces cas se distinguent de celui où l'évènement est rejeté parce que son énergie est insuffisante.

La résolution en temps est un facteur que l'on cherche à améliorer en TEP. Plusieurs éléments contribuent à la gigue en temps. D'abord, le scintillateur possède une variation statistique sur l'émission des premiers photons ainsi que sur leur temps de propagation vers la fenêtre de détection. Ensuite, l'efficacité de détection de la matrice est telle que le premier photon détecté est rarement le premier émis par le scintillateur. Il peut être le

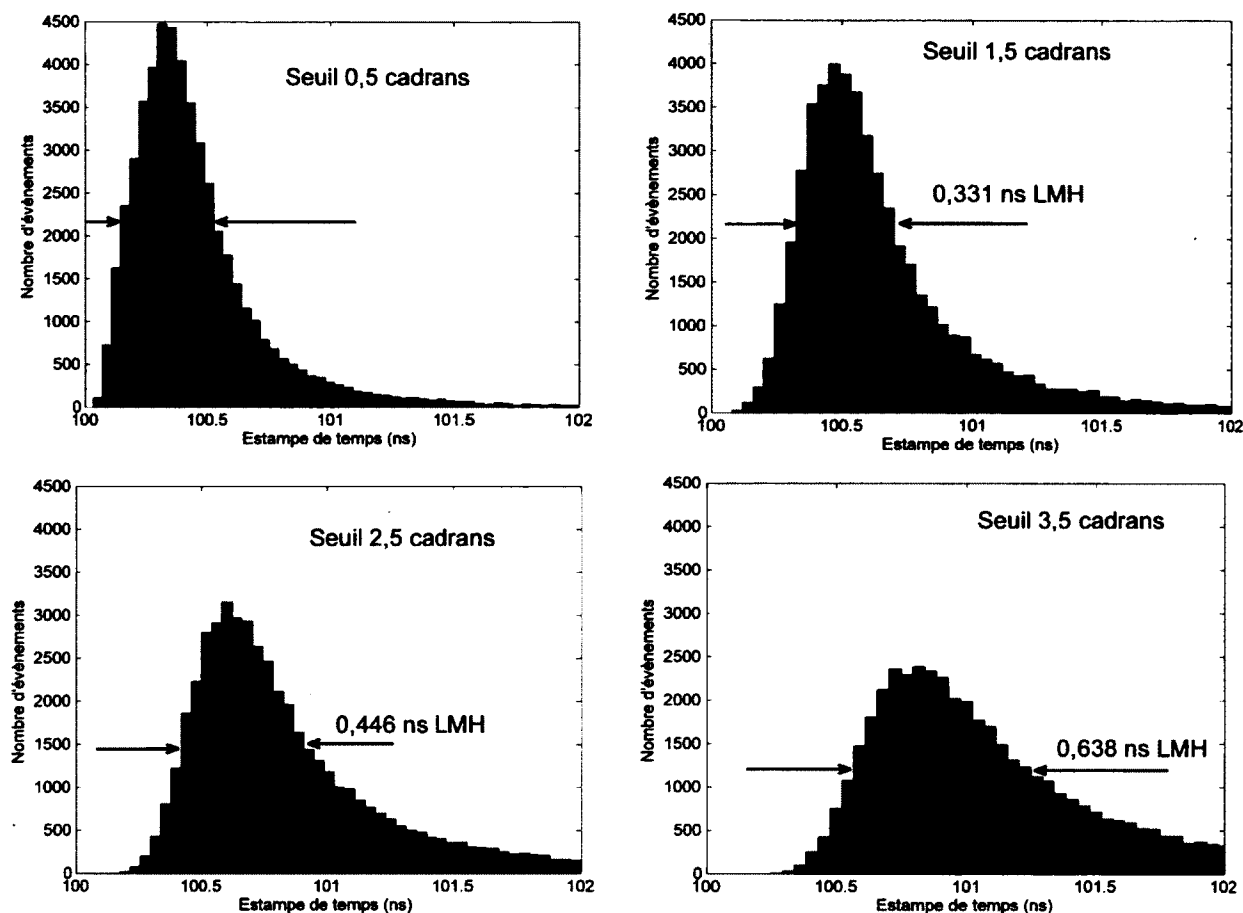


Figure 5.9 Agrandissement des spectres en temps pour une simulation sans bruit, avec un seuil à 0,5, 1,5, 2,5 et 3,5 cadrans de gauche à droite et de haut en bas.

deuxième, le dixième ou le centième. On ne peut savoir duquel il s'agit ; conséquemment, une partie de la gigue provient du fait que la première détection, et donc l'estampe de temps de l'évènement, est parfois due à l'un des premiers photons émis et parfois au centième. Aussi, le développement de l'avalanche dans la PAMP contribue à la gigue, mais comparativement aux autres contributions, celle-ci est mineure (35 ps vs. 331 ps). Enfin, le circuit d'étouffement et l'électronique de lecture contribuent à la gigue, à la fois due à leur gigue intrinsèque et la précision de leurs composantes (TDC), mais aussi sur la méthode utilisée pour discriminer entre le bruit et le premier photon d'un évènement.

Avec toutes ces contributions, le spectre en temps ne montre pas un pic de type gaussien. Le pic forme plutôt un triangle asymétrique dont le côté droit s'allonge vers la droite. Bien sûr, ayant affaire à un phénomène dans le temps, il serait anormal d'avoir un étalement vers la gauche, puisque ceci indiquerait une estampe temporelle avant l'évènement lui-même, ce qui violerait le principe de causalité. Les estampes précédant le moment de l'interaction

sont donc des fausses détections dues au bruit thermique. La comptabilisation de ces données faussées fait partie de l'évaluation de l'électronique de lecture.

La figure 5.10 montre la mesure de la résolution en temps sur une simulation avec bruit, incluant la somme des événements ayant subi des estampes faussées, c'est-à-dire des estampes s'éloignant de manière significative de l'estampe idéale.

La distribution des estampes de temps diffère significativement d'une distribution gaussienne. La mesure de la résolution en temps a été réalisée en mesurant la largeur de la cloche à la moitié de la valeur maximale, donnant une valeur de 0,478 ns.

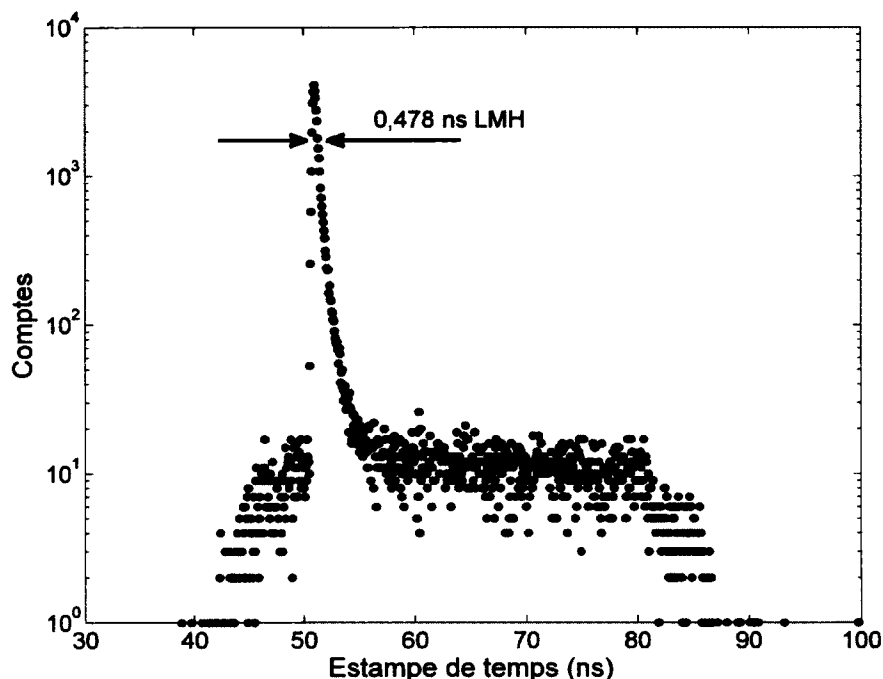


Figure 5.10 Spectre en temps pour une matrice de PAMP avec $100 \text{ s}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ de bruit thermique, 15% de probabilité de DIC et 2,44% de probabilité de diaphonie optique directe. L'interaction dans le scintillateur a lieu à 50 ns et le seuil de lecture est à 1,5 cadrans.

Pour cette simulation, avec le seuil de déclenchement de la lecture à 1,5 cadrans, l'algorithme de lecture a donné une estampe erronée à plusieurs événements. On remarque plusieurs événements dont l'estampe de temps se situe hors du pic principal. Dans les simulations sans bruit (figure 5.9), il n'y avait pas ces événements avec estampes erronées. Le fonctionnement de l'algorithme de lecture explique bien la distribution de ces estampes erronées. D'abord, avant le début de l'évènement, le bruit thermique, ainsi que dans une moindre proportion les DIC, déclenchent occasionnellement des PAMP. Par coïncidence, il arrive que deux PAMP de deux cadrans différents se déclenchent assez simultanément

pour démarrer l'algorithme de lecture, dont le seuil est à 1,5 cadrans. Si ce déclenchement est suffisamment près du début de l'évènement, l'énergie accumulée sera suffisante pour enregistrer celui-ci et l'estampe de temps précédera l'évènement jusqu'à 10 ns. Par contre, si le bruit s'estompe avant l'évènement, l'algorithme de lecture rejettera l'estampe de temps dû à l'énergie insuffisante. Cependant, la prochaine lecture ne peut avoir lieu avant le temps de réinitialisation, programmé à 35 ns. Donc, le démarrage de la lecture est retardé de 35 ns et le spectre en temps montre des évènements avec des estampes de temps jusqu'à 85 ns, soit 35 ns après le début de l'évènement.

La résolution en temps dépend de l'efficacité de détection, afin de détecter le plus souvent possible le tout premier photon atteignant la matrice. Cependant, le bruit thermique de la matrice doit être minimal pour réduire le nombre de faux départs. Les deux prochaines sections explorent ces deux phénomènes. Toutefois, l'algorithme de lecture joue un rôle crucial et il existe des algorithmes plus performants différenciant le bruit des évènements avec plus de fiabilité.

5.5 Rapport de surface active

Le rapport de surface active est un facteur critique de l'efficacité de détection. Les fabricants de matrices de PAMP repoussent les limites de la physique et de la microfabrication pour réussir à minimiser l'espace insensible entre les PAMP. Malgré tout, cet espace est essentiel pour isoler les PAMP l'une de l'autre afin que chacune puisse remplir sa fonction sans être influencée électriquement par ses voisines.

La diaphonie optique devient également un facteur de plus en plus important lorsque l'espace entre les PAMP diminue. En effet, plus les PAMP sont près les uns des autres, moins les photons *bremsstrahlung* ont de la difficulté à atteindre les PAMP voisines.

Pour maximiser le rapport de surface active, il faut réduire la distance séparant les PAMP, ce qui signifie augmenter les gradients de tension entre les PAMP pour établir l'isolation électrique. Toutefois, ces gradients ne doivent pas produire de claquage. De même, il est difficile de concentrer les dopants pour réaliser les forts gradients pour deux raisons. Premièrement, la lithographie qui sert à faire les masques et les appareils servant à implanter les dopants ont chacune leurs limites en précision. Ensuite, les recuits provoquent la diffusion de dopants, diluant les gradients. Les limites lithographiques et les effets de diffusion des dopants doivent être pris en considération pour déterminer les distances minimales à respecter entre le PAMP. Cela dit, la maximisation du rapport améliore les perfor-

mances du photodétecteur et le simulateur permet de quantifier ces améliorations, comme le montre la figure 5.11.

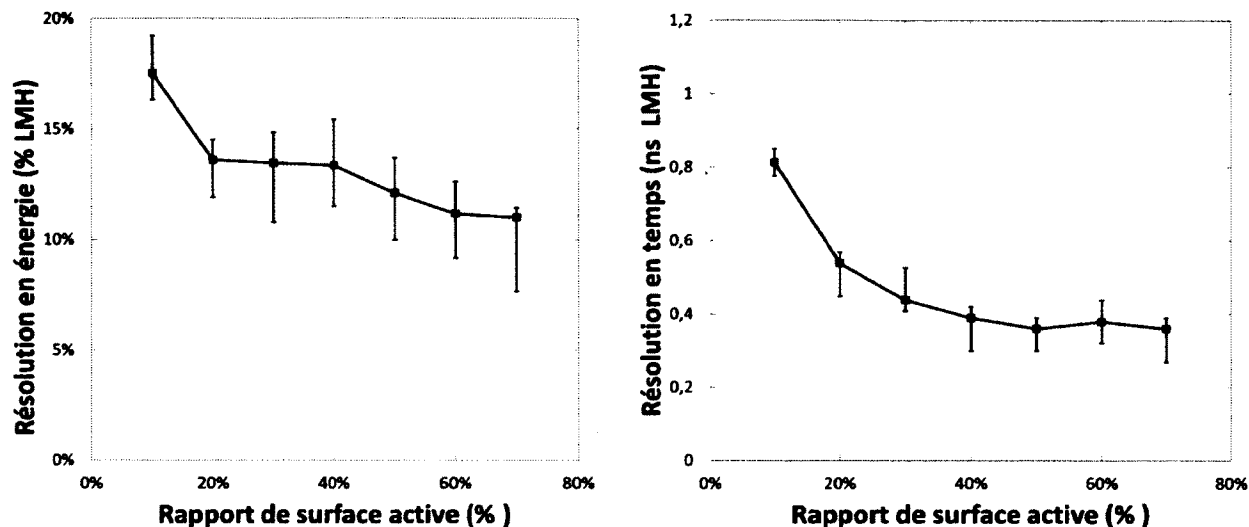


Figure 5.11 Relation entre le rapport de surface active et les résolutions en temps et en énergie. Le seuil de lecture est à 1,5 cadrans.

Pour cette série de simulation, le nombre de PAMP dans la matrice est demeuré le même. C'est plutôt la surface de chaque PAMP qui augmente, en conservant ses proportions, de manière à atteindre le rapport de surface active indiquée. Le niveau de bruit thermique par unité de surface reste le même, donc le bruit thermique absolu augmente avec la hausse de la surface active. Tous les autres paramètres restent identiques.

La résolution en énergie s'améliore avec l'augmentation de la surface active, mais ne passe pas sous les 10%. Le nombre fixe de PAMP limite la plage dynamique du système et le temps de réinitialisation des PAMP limite le taux de lecture. En augmentant le nombre de PAMP de la matrice tout en conservant un rapport de surface active raisonnable, de meilleures performances pourraient être atteintes. En réinitialisant rapidement les PAMP, moins de photons sont perdus, mais l'électronique et le phénomène des DIC limitent fortement l'amélioration possible dans cette direction.

La résolution en temps s'améliore rapidement avec l'augmentation du rapport de surface active, mais cette amélioration stagne à 0,360 ns. De plus, le graphique néglige une part importante de l'information : plus le rapport de surface active augmente, plus le nombre d'évènements avec une estampe de temps erronée (situé en dehors de la fenêtre de 100 à 110 ns, avec l'interaction située à 100 ns) augmente, atteignant 21 % pour un rapport de 70 %. La source de ces erreurs est le bruit thermique, qui augmente avec la surface. Donc plus le rapport de surface active augmente, plus on détecte les premiers photons du

scintillateur rapidement, mais il y a aussi plus de bruit thermique et donc plus de faux départs. Sans un bon algorithme de lecture capable de discriminer le bruit, la fiabilité de l'estampe de temps décroît rapidement.

Bref, une simple augmentation du rapport de la surface active ne mène pas nécessairement à une amélioration des performances. D'autres paramètres doivent aussi être modifiés pour atteindre des performances optimales. Le simulateur permet, grâce aux multiples phénomènes pris en compte, de converger vers cet optimum.

Conclusion

Le simulateur permet l'obtention du PDE ainsi que de la résolution en énergie et en temps pour un détecteur à base de PAMP appliqué à la TEP. Les paramètres peuvent ensuite être variés afin d'étudier leur impact sur la performance. Par exemple, l'augmentation du rapport de surface active n'améliore les performances que jusqu'à un certain point. D'autres phénomènes liés à la surface active, dans ce cas le bruit thermique, provoquent une dégradation du résultat. L'interaction des phénomènes dans une matrice de PAMP est multidimensionnelle et le simulateur est un outil permettant de mettre les relations en évidence.

De plus, les simulations présentées dans cette section démontrent que l'algorithme de lecture devient un élément crucial pour extraire les informations pertinentes du signal produit par la matrice de PAMP. L'algorithme utilisé pour cette première itération ne performe pas au niveau désiré. Heureusement, le simulateur présente la flexibilité de changer le module par un autre de manière très simple.

À partir de ces résultats, on peut déjà dégager quelques tendances et interrelations entre les paramètres de configuration et les résultats. Aussi, quelques phénomènes particuliers ont déjà été observés dans les simulations. Ces conclusions aideront à la conception d'une matrice de PAMP optimisée à la TEP.

CHAPITRE 6

CONCLUSION

Ce mémoire présente le développement et le fonctionnement d'un simulateur visant à émuler un MCP3D. Un tel simulateur s'avère nécessaire pour optimiser les paramètres du MCP3D afin d'atteindre les performances optimales en TEP. En effet, les différents paramètres, telles les dimensions et la tension de polarisation, interagissent de manière complexe avec les processus d'avalanche et de génération de bruit. Le cycle de fabrication de ces détecteurs étant très long, un simulateur facilite grandement les choix de conception pour optimiser le photodétecteur pour la TEP et éviter plusieurs itérations de fabrication par essais-erreurs.

L'état de l'art a survolé les principes de base de la TEP, puis décrit les principaux types de photodétecteurs utilisés dans les scanners TEP, soit les TPM, les PDA et les PAMP. Les TPM possèdent un excellent rapport signal sur bruit et une bonne sensibilité aux photons, cependant ils sont volumineux et exigent une tension d'opération élevée. Les PDA, très compacts et robustes, fonctionnent avec une tension moins élevée et une meilleure efficacité quantique, mais ils manifestent un rapport signal sur bruit plus faible. De leur côté, les PAMP sont des détecteurs à déclenchement, c'est-à-dire que chaque photon est traduit par un pulse électrique. Ces détecteurs sont compacts, robustes et nécessitent une tension relativement faible pour fonctionner. Leur principal avantage se situe dans leur résolution en temps exceptionnelle, une qualité désirable en TEP. Combinées à la technologie d'assemblage 3D de circuits intégrés, les PAMP sont des détecteurs de choix pour la TEP. En effet, l'assemblage 3D permettra de superposer la couche de photodétection aux couches d'électronique, maximisant la surface sensible et minimisant la longueur des interconnexions, pour des performances optimales. Ensuite, ce chapitre fait également l'étalage des modèles de PAMP déjà documentés dans la littérature, soit les modélisations du comportement électrique, modélisations physiques et statistiques ainsi que les modélisations de matrices de PAMP. Toutefois, aucun de ces modèles ne permettent la simulation d'une matrice de PAMP en incluant tous les phénomènes, de l'arrivée des photons jusqu'au comportement de l'électronique de lecture. Un modèle répondant à nos besoins a donc été réalisé.

Le chapitre de conception et de réalisation décrit le fonctionnement du modèle réalisé. Il justifie le choix de chacun des modèles et la manière dont ils sont agencés pour former le si-

mulateur. Une approche modulaire a été favorisée afin de substituer facilement un module par un autre remplissant la même fonction en utilisant une autre méthode. Tout d'abord, le simulateur ne peut être plus fiable que les données d'entrée qui lui sont fournies. Pour cette raison, il fallait trouver un modèle de scintillateur pouvant simuler l'interaction du photon 511 keV et les trajectoires des photons basse énergie résultants. La suite logicielle DETECT2000 a été choisie étant donné qu'elle répondait bien aux besoins sans apporter une complexité inutile. Ainsi, le simulateur avait en entrée des photons dont la distribution en temps et en espace se rapprochait plus de la réalité. Ceci est particulièrement important puisque la matrice de PAMP, formée d'une multitude d'éléments discrets, ne réagit pas comme les PDA ou les TPM lorsqu'elle subit une pluie de photons. Les modules suivants ont été implémentés dans les langages de programmation MATLAB et Python. On retrouve le module d'absorption des photons dans le silicium, qui détermine les coordonnées où se produit l'absorption photoélectrique et donc où se retrouvent les porteurs résultants. Le module de triage élimine les porteurs hors du volume actif des PAMP et classe les autres selon les zones où ils se retrouvent. Le module de diffusion modélise le déplacement des porteurs dans les zones supérieure et inférieure de diffusion. Par la suite, le module d'avalanche détermine quels porteurs provoquent des avalanches. Les modules de bruit, rattachés au module d'avalanche, ajoutent des avalanches supplémentaires selon leur type, soit bruit thermique, DIC ou diaphonie optique. Le module d'étouffement gère le temps durant lequel une PAMP demeure inactive et la forme du signal envoyé à l'électronique de lecture, selon que celui-ci soit en mode d'étouffement actif ou passif. Le dernier module, l'électronique de lecture, accumule les données sur chaque évènement, soit l'énergie et l'estampe de temps. En outre, le simulateur peut transcrire les déclenchements des PAMP et leurs caractéristiques temporelles en un fichier lisibles pour les simulateurs électroniques, afin de profiter de la précision de la modélisation précise de ces logiciels en microélectronique. Le simulateur peut, en plus de simuler des évènements TEP, faire une simulation du PDE de la matrice. Le résultat est un simulateur complet incluant le profil de jonction et les sources de bruit.

Le quatrième chapitre a présenté les paramètres de configuration du simulateur, leur signification et les valeurs par défaut utilisées pour les simulations. De même, ce chapitre montre les tests modulaires permettant de vérifier le bon fonctionnement des modules du simulateur. Les résultats de ces tests furent aussi présentés.

Le chapitre 5 présente les résultats des simulations obtenues et leur interprétation. D'abord, les simulations permettant d'évaluer le PDE sont montrées. Ensuite, les simulations obtenues en mode TEP sont décrites, en commençant avec un évènement unique. En agrégeant

plusieurs de ces événements, le simulateur permet d'obtenir des spectres desquels l'on peut extraire la résolution en temps et en énergie du MCP3D modélisé. À partir de ces données et en variant les paramètres, le simulateur permet d'isoler des tendances et de quantifier l'impact du choix de ces paramètres. Par exemple, le rapport de surface active a un impact sur la résolution en temps en TEP, car on cherche à détecter le premier photon converti dans le cristal. Plus le rapport est médiocre, moins la matrice détecte les premiers photons avec régularité, menant à une dégradation de la résolution en temps. Ce phénomène est connu, mais le simulateur permet de le quantifier. Tel que prévu, la résolution en temps s'améliore avec un rapport de surface active plus élevé. Par contre, la justesse des estampes se dégrade rapidement dû à l'augmentation parallèle du bruit. L'impact du bruit avait initialement été sous-estimé. Il faut donc trouver un compromis entre un grand rapport de surface active et un faible bruit. Le simulateur nous permet de trouver le compromis optimal. Enfin, d'autres paramètres et leur impact peuvent être quantifiés de manière similaire avec le simulateur alors que cela aurait été impossible auparavant.

Le simulateur présenté est le premier à inclure autant de paramètres et de phénomènes dictant le comportement des PAMP. De plus, il s'agit du premier simulateur tenant compte de la distribution des photons sur la matrice de PAMP, ici dans le contexte de la TEP.

De plus, l'électronique de lecture pour les matrices de PAMP en est encore à ses balbutiements. Le simulateur permet de tester de nouvelles techniques mieux adaptées à ce type de détecteur en deux temps : premièrement avec le module d'électronique de lecture qui émule l'algorithme de lecture à l'étude, et deuxièmement avec le module d'écriture des signaux qui produit des signaux d'entrée pour les simulateurs d'électronique.

La prochaine étape consiste à valider le simulateur, c'est-à-dire confirmer que les résultats des simulations concordent avec les mesures réalisées sur des matrices réelles. Cette étape nécessite donc des mesures sur des matrices de PAMP. Cependant, ces mesures ne sont pas encore disponibles pour des raisons hors de notre contrôle. Cette validation doit être accomplie avant de pouvoir utiliser le simulateur pour la conception d'une matrice de PAMP optimisée. Afin de pouvoir valider dans les plus brefs délais, des préparatifs ont été entrepris pour valider le simulateur en utilisant un SiPM commercial. Puisque les détails des jonctions de SiPM commerciaux sont généralement des secrets bien gardés, une validation avec un tel dispositif ne couvrira pas la totalité du simulateur. En effet, les modules d'absorption et d'avalanche devront être adaptés pour utiliser une probabilité imposée, plutôt que de calculer celle-ci en fonction de la profondeur d'absorption et du profil de la jonction. Cette approche permettra toutefois de valider tous les autres modules.

Une fois le simulateur validé, il deviendra possible de trouver la matrice optimale dans une technologie donnée. En variant les dimensions de la matrice, soit la taille et le pas des PAMP, il sera possible de trouver un optimum entre le rapport de surface active, donnant une meilleure résolution en temps, et le nombre total de PAMP, apportant une plus grande plage dynamique et donc une meilleure résolution en énergie. De même, il sera possible de déterminer la valeur de temps mort programmable permettant de détecter le plus grand nombre de photons pendant un même évènement TEP (soit le temps mort le plus petit possible) tout en minimisant le bruit produit par les DIC. Le simulateur mènera aussi à l'optimisation de la stratégie de lecture. Afin d'obtenir la meilleure résolution en temps, il faut pouvoir démarrer la lecture sur les tout premiers photons émis par le cristal. Mais cette détection devient difficile lorsque les PAMP sont bruyants. Il faut donc pouvoir s'affranchir du bruit et déterminer rapidement s'il s'agit du départ d'un évènement ou pas. Une fois que la matrice idéale et son circuit de lecture auront été conçus, il faudra les fabriquer, les assembler et les tester, avant de l'intégrer dans un scanner TEP.

Cette optimisation de la matrice est possible, car le simulateur inclut tous les phénomènes observés sur des PAMP, cependant il reste encore des améliorations à apporter, particulièrement au niveau des interrelations entre les phénomènes et à la variabilité inhérente à une matrice. Tout d'abord, plusieurs paramètres en influencent d'autres lorsqu'ils sont modifiés. Par exemple, une augmentation de la tension d'opération augmente la probabilité de détection. Cette augmentation apporte aussi une diminution de la gigue en temps des PAMP et une augmentation du taux de bruit thermique. Le simulateur prend le premier phénomène en compte, mais les deux autres phénomènes doivent être ajustés manuellement. De même, la température influence plusieurs phénomènes, mais le simulateur ne l'applique pas à tous. Entre autres, le bruit thermique et les DIC sont présentement insensibles à la température dans le simulateur. Ensuite, une matrice réelle ne sera jamais parfaitement uniforme. À l'heure actuelle, le simulateur considère tous les PAMP et leur environnement parfaitement identiques. Il serait plus réaliste d'ajouter une fonction provoquant des variations locales dans la matrice, par exemple en température ou en tension. Une telle fonction permettra de déterminer les limites environnementales dans lesquelles le photodétecteur performe encore selon les exigences minimales.

Pour terminer, le simulateur proposé, bien qu'il vise une application en TEP, peut être adapté pour d'autres applications en modifiant la source de photons et en adaptant les objectifs de performances. Il suffit ensuite d'adapter les paramètres de la matrice et de l'électronique de lecture pour simuler le détecteur idéal. D'autres applications pour lesquelles les PAMP seraient particulièrement intéressantes incluent la caractérisation de

scintillateur, la détection de rayonnement Cerenkov pour l'identification de particules, la microscopie à fluorescence, la cryptographie quantique et la tomographie optique diffuse.

LISTE DES RÉFÉRENCES

- Assanelli, M., Ingargiola, A., Rech, I., Gulinatti, A. et Ghioni, M. (2011). Photon-timing jitter dependence on injection position in single-photon avalanche diodes. *IEEE J. Quantum Electron.*, volume 47, numéro 2, p. 151–159.
- BABAR Collaboration (2002). The BABAR detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, volume 479, numéro 1, p. 1–116.
- Burns, J., Aull, B., Chen, C., Chen, C.-L., Keast, C., Knecht, J., Suntharalingam, V., Warner, K., Wyatt, P. et Yost, D.-R. (2006). A wafer-scale 3-D circuit integration technology. *IEEE Trans. Electron Devices*, volume 53, numéro 10, p. 2507–2516.
- Cayouette, F., Laurendeau, D. et Moisan, C. (2002). DETECT2000 : An improved Monte-Carlo simulator for the computer aided design of photon sensing devices. Dans *Proc. SPIE*. volume 4833. p. 69–76.
- Cherry, S., Sorenson, J. et Phelps, M. (2003). *Physics in Nuclear Medicine*, 3^e édition. Saunders, Philadelphie, Pennsylvanie, USA, 544 p.
- Conti, M. (2009). State of the art and challenges of time-of-flight PET. *Phys. Medica*, volume 25, numéro 1, p. 1–11.
- Corsi, F., Foresta, M., Marzocca, C., Matarrese, G. et Del Guerra, A. (2009). ASIC development for SiPM readout. *J. Instrum.*, volume 4, numéro 3, p. P03004.
- Cova, S., Ghioni, M., Lacaita, A., Samori, C. et Zappa, F. (1996). Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection. *Appl. Optics*, volume 35, numéro 12, p. 1956–1976.
- Dalla Mora, A., Tosi, A., Tisa, S. et Zappa, F. (2007). Single-photon avalanche diode model for circuit simulations. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, volume 19, numéro 23, p. 1922–1924.
- Deptuch, G., Christian, D., Hoff, J., Lipton, R., Shenai, A., Trimpl, M., Yarema, R. et Zimmerman, T. (2010). A vertically integrated pixel readout device for the vertex detector at the international linear collider. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, volume 57, numéro 2 PART 2, p. 880–890.
- Derenzo, S. (2000). Measurements of the intrinsic rise times of common inorganic scintillators. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, volume 47, numéro 3 PART 2, p. 860–864.
- Eisen, Y., Shor, A. et Mardor, I. (1999). CdTe and CdZnTe gamma ray detectors for medical and industrial imaging systems. *Nucl. Instrum. Meth. A*, volume 428, numéro 1, p. 158–170.
- Finkelstein, H., Hsu, M., Zlatanovic, S. et Esener, S. (2007). Performance trade-offs in single-photon avalanche diode miniaturization. *Rev. Sci. Instrum.*, volume 78, numéro 10, p. 103103.

- Fontaine, R., Bélanger, F., Viscogliosi, N., Semmaoui, H., Tétrault, M.-A., Michaud, J.-B., Pepin, C., Cadorette, J. et Lecomte, R. (2009). The hardware and signal processing architecture of LabPET™, a small animal APD-based digital PET scanner. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, volume 56, numéro 1, p. 3–9.
- Fontaine, R., Michaud, J.-B., Leroux, J.-D., Viscogliosi, N., Riendeau, J., Semmaoui, H., Lemieux, F., Yousefzadeh, C., Tétrault, M.-A., Bérard, P., Bergeron, M., Pepin, C., Cadorette, J. et Lecomte, R. (2007). Roadmap to fully-digital PET/CT scanners. Dans *IEEE Nucl. Sci. Conf. R.* volume 5. p. 3332–3336.
- Frach, T., Prescher, G., de Gruyter, R., Schmitz, A. et Ballizany, R. (2009). The digital silicon photomultiplier - principle of operation and intrinsic detector performance. Dans *IEEE Nucl. Sci. Conf. R.* p. 1959–1965.
- Garrou, P., Bower, C. et Ramm, P. (2008). *Handbook of 3D integration : technology and applications of 3D integrated circuits*. Wiley-VCH, Allemagne, 798 p.
- Gersbach, M., Maruyama, Y., Trimananda, R., Fishburn, M., Stoppa, D., Richardson, J., Walker, R., Henderson, R. et Charbon, E. (2012). A time-resolved, low-noise single-photon image sensor fabricated in deep-submicron CMOS technology. *IEEE J. Solid-State Circuits*, volume 47, numéro 6, p. 1394 –1407.
- Giustolisi, G., Mita, R. et Palumbo, G. (2011). Verilog-A modeling of SPAD statistical phenomena. Dans *IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS)*. p. 773–776.
- Grant, W. (1973). Electron and hole ionization rates in epitaxial silicon at high electric fields. *Solid State Electron.*, volume 16, numéro 10, p. 1189–1203.
- Green, M. A. (2008). Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300K including temperature coefficients. *Sol. Energ. Mat. Sol. C.*, volume 92, numéro 11, p. 1305–1310.
- Green, M. A. et Keevers, M. J. (1995). Optical properties of intrinsic silicon at 300 K. *Prog. Photovoltaics*, volume 3, numéro 3, p. 189–192.
- Gulinatti, A., Rech, I., Fumagalli, S., Assanelli, M., Ghioni, M. et Cova, S. (2009). Modeling photon detection efficiency and temporal response of single photon avalanche diodes. Dans *Proc. SPIE*. volume 7355.
- Hacker, R. et Hangleiter, A. (1994). Intrinsic upper limits of the carrier lifetime in silicon. *J. Appl. Phys.*, volume 75, numéro 11, p. 7570–7572.
- Hamamatsu Photonics K.K. (2006). *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications* (Technical report). Hamamatsu Photonics K.K.
- Hayat, M., Itzler, M., Ramirez, D. et Rees, G. (2010). Model for passive quenching of SPADs. Dans *Proc. SPIE*. volume 7608.
- Heller, G., Mann, A. et Hendel, R. (2008). *Nuclear Cardiology : Technical Applications*. McGraw-Hill Companies, Incorporated, 448 p.

- Hertz, H. (1887). Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die electrische Entladung. *Annalen der Physik*, volume 267, p. 983–1000.
- Holloway, H. (1987). Simulation of carrier diffusion with random walks. *J. Appl. Phys.*, volume 62, numéro 2, p. 555–557.
- Hua, H. (2007). *Design and Verification Methodology for Complex Three-Dimensional Digital Integrated Circuit*. Thèse de doctorat, North Carolin State University, Raleigh, North Carolina, USA, 128 p.
- Ishiwata, K., Kimura, Y., Oda, K., Ishii, K., Sakata, M., Kawasaki, K., Nariai, T. and Suzuki, Y., Ishibashi, K., Mishina, M., Hashimoto, M., Ishikawa, M. et Toyohara, J. (2010). Development of PET radiopharmaceuticals and their clinical applications at the positron medical center. *Geriatr. Gerontol. Int.*, volume 10, numéro SUPPL. 1, p. S180–S196.
- Kindt, W. et Van Zeijl, H. (1998). Modelling and fabrication of geiger mode avalanche photodiodes. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, volume 45, numéro 3 PART 1, p. 715–719.
- Knoll, G. F. (2010). *Radiation Detection and Measurement*, 4^e édition. Wiley, 830 p.
- Knuuti, J. et Bengel, F. (2008). Positron emission tomography and molecular imaging. *Heart*, volume 94, numéro 3, p. 360–367.
- Koya, R., Mok, S., Comin-Anduix, B., Chodon, T., Radu, C., Nishimura, M., Witte, O. et Ribas, A. (2010). Kinetic phases of distribution and tumor targeting by T cell receptor engineered lymphocytes inducing robust antitumor responses. *P. Natl. Acad. Sci. USA*, volume 107, numéro 32, p. 14286–14291.
- Lavine, J., Chang, W.-C., Anagnostopoulos, C., Burkey, B. et Nelson, E. (1985). Monte Carlo simulation of the photoelectron crosstalk in silicon imaging devices. *IEEE Trans. Electron Devices*, volume 32, numéro 10, p. 2087–2091.
- Lee, M.-J., Kang, H.-S. et Choi, W.-Y. (2008). Equivalent circuit model for Si avalanche photodetectors fabricated in standard CMOS process. *IEEE Electron Device Lett.*, volume 29, numéro 10, p. 1115–1117.
- Lewellen, T. (2008). Recent developments in PET detector technology. *Phys. Med. Biol.*, volume 53, numéro 17, p. R287–R317.
- Mao, R., Zhang, L. et Zhu, R.-Y. (2008). Optical and scintillation properties of inorganic scintillators in high energy physics. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, volume 55, numéro 4, p. 2425–2431.
- Marinov, O., Deen, M. et Tejada, J. (2007). Theory of microplasma fluctuations and noise in silicon diode in avalanche breakdown. *J. Appl. Phys.*, volume 101, numéro 6, p. 064515.
- McIntyre, R. (1973). On the avalanche initiation probability of avalanche diodes above the breakdown voltage. *IEEE Trans. Electron Devices*, volume 20, numéro 7, p. 637–641.
- Mirzoyan, R., Kosyra, R. et Moser, H.-G. (2009). Light emission in Si avalanches. *Nucl. Instrum. Meth. A*, volume 610, numéro 1, p. 98–100.

- Moses, W. (2007). Recent advances and future advances in time-of-flight PET. *Nucl. Instrum. Meth. A*, volume 580, numéro 2, p. 919–924.
- Nanni, C., Fantini, L., Nicolini, S. et Fanti, S. (2010). Non FDG PET. *Clin. Radiol.*, volume 65, numéro 7, p. 536–548.
- Ng, J., Tan, C. et David, J. (2010). Simulations of avalanche breakdown statistics : Probability and timing. Dans *Proc. SPIE*. volume 7681. p. 76810K.
- Niclass, C., Sergio, M. et Charbon, E. (2006). A single photon avalanche diode array fabricated in deep-submicron cmos technology. Dans *Proceedings of the conference on Design, automation and test in Europe*. European Design and Automation Association, 3001 Leuven, Belgium, Belgium, p. 81–86.
- Ohta, J. (2007). *Smart CMOS image sensors and applications*. Optical science and engineering, CRC Press, 258 p.
- Oldham, W. G., Samuelson, R. R. et Antognetti, P. (1972). Triggered phenomena in avalanche diodes. *IEEE Trans. Electron Devices*, volume 19, numéro 9, p. 1056–1060.
- Patel, C., Goldstone, A., Chowdhury, F. et Scarsbrook, A. (2010). FDG PET/CT in oncology : "raising the bar". *Clin. Radiol.*, volume 65, numéro 7, p. 522–535.
- Pauwels, K., Auffray, E., Gundacker, S., Knapitsch, A. et Lecoq, P. (2012). Effect of aspect ratio on the light output of scintillators. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, volume 59, numéro 5, p. 2340–2345.
- Pavlidis, V. et Friedman, E. (2009). *Three-dimensional integrated circuit design*. Systems on Silicon, Morgan Kaufmann, 309 p.
- Phelps, M. E., Hoffman, E. J., Mullani, N. A., Higgins, C. S. et Pogossian, M. M. T. (1976). Design considerations for a positron emission transaxial tomograph (PETT III). *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, volume 23, numéro 1, p. 516–522.
- Ramirez, D., Hayat, M. et Itzler, M. (2008). Dependence of the performance of single photon avalanche diodes on the multiplication region width. *IEEE J. Quantum Electron.*, volume 44, numéro 12, p. 1188–1195.
- Ramo, S. (1939). Currents induced by electron motion. *Proceedings of the IRE*, volume 27, numéro 9, p. 584–585.
- Rech, I., Ingargiola, A., Spinelli, R., Labanca, I., Marangoni, S., Ghioni, M. et Cova, S. (2008a). A new approach to optical crosstalk modeling in single-photon avalanche diodes. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, volume 20, numéro 5, p. 330–332.
- Rech, I., Ingargiola, A., Spinelli, R., Labanca, I., Marangoni, S., Ghioni, M. et Cova, S. (2008b). Optical crosstalk in single photon avalanche diode arrays : A new complete model. *Opt. Express*, volume 16, numéro 12, p. 8381–8394.
- Renker, D. (2007). New trends on photodetectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, volume 571, numéro 1-2 SPEC. ISS., p. 1–6.

- Renker, D. (2009). New developments on photosensors for particle physics. *Nucl. Instrum. Meth. A*, volume 598, numéro 1, p. 207 – 212.
- Rochas, A. (2003). *Single Photon Avalanche Diodes in CMOS Technology*. Thèse de doctorat, École polytechnique fédérale de Lausanne, Lausanne, Suisse, 227 p.
- Seifert, S., Steenbergen, J., Van Dam, H. et Schaart, D. (2012a). Accurate measurement of the rise and decay times of fast scintillators with solid state photon counters. *Journal of Instrumentation*, volume 7, numéro 9.
- Seifert, S., Van Dam, H., Vinke, R., Dendooven, P., Löhner, H., Beekman, F. et Schaart, D. (2012b). A comprehensive model to predict the timing resolution of SiPM-based scintillation detectors : Theory and experimental validation. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, volume 59, numéro 1 PART 2, p. 190–204.
- Shockley, W. (1938). Currents to conductors induced by a moving point charge. *J. Appl. Phys.*, volume 9, numéro 10, p. 635–636.
- Shockley, W. et Read, W. (1952). Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Phys. Rev.*, volume 87, numéro 5, p. 835–842.
- Spinelli, A. et Lacaita, A. (1997). Physics and numerical simulation of single photon avalanche diodes. *IEEE Trans. Electron Devices*, volume 44, numéro 11, p. 1931–1943.
- Spinelli, A., Pacelli, A. et Lacaita, A. (1996). Dead space approximation for impact ionization in silicon. *Appl. Phys. Lett.*, volume 69, numéro 24, p. 3707–3709.
- Streetman, B. G. et Banerjee, S. K. (2006). *Solid State Electronic Devices*, 6^e édition. Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, USA, 581 p.
- Süli, E. et Mayers, D. (2003). *An Introduction to Numerical Analysis*. Cambridge University Press, 433 p.
- Swiderski, L., Marcinkowski, R., Szawłowski, M., Moszynski, M., Czarnacki, W., Syntfeld-Kazuch, A., Szczesniak, T., Pausch, G., Plettner, C. et Roemer, K. (2012). Non-proportionality of electron response and energy resolution of compton electrons in scintillators. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, volume 59, numéro 1, p. 222–229.
- Sze, S. et Ng, K. K. (2006a). *Physics of Semiconductor Devices*, chapitre Physics and Properties of Semiconductors-A Review. John Wiley & Sons, Inc., p. 5–75.
- Sze, S. et Ng, K. K. (2006b). *Physics of Semiconductor Devices*, chapitre *p-n Junctions*. John Wiley & Sons, Inc., p. 77–133.
- Taegtmeyer, H. (2010). Tracing cardiac metabolism in vivo : One substrate at a time. *J. Nucl. Med.*, volume 51, numéro SUPPL.1, p. 80S–87S.
- Tan, C., Gutmann, R. et Reif, L. (2008). *Wafer Level 3-D ICs Process Technology*. Series on Integrated Circuits and Systems, Springer, 410 p.

- Tan, S. L., Ong, D. S. et Yow, H. K. (2007). Theoretical analysis of breakdown probabilities and jitter in single-photon avalanche diodes. *J. Appl. Phys.*, volume 102, numéro 4, p. 044506–7.
- Tétrault, M.-A., Viscogliosi, N., Riendeau, J., Bélanger, F., Michaud, J.-B., Semmaoui, H., Bérard, P., Lemieux, F., Arpin, L., Bergeron, M., Cadorette, J., Pepin, C., Robert, G., Lepage, M., Lecomte, R. et Fontaine, R. (2008). System architecture of the LabPET small animal PET scanner. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, volume 55, numéro 5, p. 2546–2550.
- Thornber, K. (1981). Applications of scaling to problems in high-field electronic transport. *J. Appl. Phys.*, volume 52, numéro 1, p. 279–290.
- Tisa, S., Guerrieri, F. et Zappa, F. (2008). Dans in Photodetection, N. D. (page consultée le 6 juin 2012).
- Tisa, S., Tosi, A. et Zappa, F. (2007a). Fully-integrated CMOS single photon counter. *Opt. Express*, volume 15, numéro 6, p. 2873–2887.
- Tisa, S., Zappa, F., Tosi, A. et Cova, S. (2007b). Electronics for single photon avalanche diode arrays. *Sensor Actuat. A-Phys.*, volume 140, numéro 1, p. 113–22.
- Townsend, D. (2008). Multimodality imaging of structure and function. *Phys. Med. Biol.*, volume 53, numéro 4, p. R1–R39.
- Van Dam, H.T. and Seifert, S. et Schaart, D. (2012). The statistical distribution of the number of counted scintillation photons in digital silicon photomultipliers : Model and validation. *Phys. Med. Biol.*, volume 57, numéro 15, p. 4885–4903.
- Vaska, P., Woody, C., Schlyer, D., Pratte, J.-F., Junnarkar, S., Southekal, S., Stoll, S., Schulz, D., Schiffer, W., Alexoff, D., Lee, D., Patel, V., Purschke, M., Lee, W., Fried, J., Lenz, W., Krishnamoorthy, S., Maramraju, S., Kriplani, A., Radeka, V., O'Connor, P., Lecomte, R. et Fontaine, R. (2007). The design and performance of the 2nd-generation RatCAP awake rat brain PET system. Dans *IEEE Nucl. Sci. Conf. R.* volume 6, p. 4181–4184.
- Virginia Semiconductor, inc. (Date inconnue). *Optical Properties of Silicon* (Rapport technique).
- Webb, P., McIntyre, R. et Conradi, J. (1974). Properties of avalanche photodiodes. *R.C.A. Review*, volume 35, numéro 2, p. 234–278.
- Weisstein, E. W. (2013). Random walk.
- Wikimedia Foundation, Inc. (2012a). *Photomultiplier Tube - Wikipedia, The Free Encyclopedia*. <http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Photomultiplicateur.svg> (page consultée le 23 février 2012).
- Wikimedia Foundation, Inc. (2012b). *Maxwell-Boltzmann distribution - Wikipedia, The Free Encyclopedia*. http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Maxwell%E2%80%9393Boltzmann_distribution&oldid=504994331 (page consultée le 21 août 2012).

- Wikimedia Foundation, Inc. (2013). Random walk - wikipedia, the free encyclopedia. http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Random_walk&oldid=554124144 (page consultée le 11 mai 2013).
- Yotter, R. et Wilson, D. (2003). A review of photodetectors for sensing light-emitting reporters in biological systems. *IEEE Sensors J.*, volume 3, numéro 3, p. 288–303.
- Zappa, F., Tisa, S., Tosi, A. et Cova, S. (2007). Principles and features of single-photon avalanche diode arrays. *Sensor Actuat. A-Phys.*, volume 140, numéro 1, p. 103–112.
- Zappa, F., Tosi, A., Dalla Mora, A., Guerrieri, F. et Tisa, S. (2010). Single-photon avalanche diode arrays and CMOS microelectronics for counting, timing, and imaging quantum events. Dans *Proc. SPIE*. volume 7608.
- Zappa, F., Tosi, A., Dalla Mora, A. et Tisa, S. (2009). SPICE modeling of single photon avalanche diodes. *Sensor Actuat. A-Phys.*, volume 153, numéro 2, p. 197–204.

